

Série A
n°d'ordre:
128

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR INGENIEUR

PAR

MICHEL SIRIEIX

PROPRIETES DES PHOTODIODES AU TELLURURE DE MERCURE-
TELLURURE DE CADMIUM. APPLICATION AUX TELECOMMUNI-
CATIONS A $10,6 \mu$.

Soutenue le 26.2.71 devant la Commission d'examen

P. GRIVET

Président

P. BARCHEWITZ

J. LE MEZEC

C. VERIE

} Examineurs

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

MICHEL SIRIEIX

PROPRIÉTÉS DES PHOTODIODES AU TELLURURE DE MERCURE-
TELLURURE DE CADMIUM. APPLICATION AUX TELECOMMUNI-
CATIONS A $10,6 \mu$.

Soutenue le 26.2.71 devant la Commission d'examen

P. GRIVET

Président

P. BARCHEWITZ

J. LE MEZEC

C. VERIE

} Examineurs

A 8 503
133010 000
851

THESE

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY

UNIVERSITY OF LEIDEN



UNIVERSITY OF LEIDEN

J'adresse mes remerciements à Monsieur le Professeur P. GRIVET, à Monsieur le Professeur P. BARCHEWITZ et à Monsieur J. LE MEZEC, Ingénieur en Chef des Télécommunications, qui ont accepté de participer au Jury de cette Thèse.

Ce travail a été effectué dans les laboratoires de la Société Anonyme de Télécommunications, sous la direction de Monsieur L. DORBEC. Qu'il soit assuré de ma profonde reconnaissance.

Que Monsieur C. VERIE, chargé de Recherches au C.N.R.S., soit remercié pour l'intérêt qu'il n'a cessé de porter à ce travail.

Certaines parties de cette étude ont été réalisées avec l'appui du C.N.E.T et de la D.R.M.E. Je remercie Madame J. HENAFF et le Commandant GAUDRY pour les intéressantes discussions que nous avons eues.

Je remercie vivement toutes les personnes dont l'aide, les encouragements et les conseils m'ont permis de mener à bien cette thèse:

Messieurs J. DOCKES, M.R. LIGER et J. LANTIERI
qui m'ont donné toutes facilités pour accomplir ce travail

Messieurs A. FOREST et J. BESSON qui m'ont prodigué maintes fois de nombreux et précieux conseils.

A tous mes Collègues et aux nombreuses personnes dont l'aide et la collaboration m'ont permis de réaliser ce travail, j'adresse mes plus vifs remerciements.

Les propriétés des photodiodes, en particulier leur sensibilité spectrale, leur vitesse de réponse et leur rendement quantique, sont des paramètres essentiels pour leur utilisation dans les systèmes de télécommunications optiques. Ces propriétés sont influencées par la composition chimique, la structure cristalline et les conditions de fabrication des dispositifs.

PROPRIETES DES PHOTODIODES

AU TELLURURE DE MERCURE - TELLURURE DE CADMIUM

APPLICATIONS AUX TELECOMMUNICATIONS A 10,6 μm

Les photodiodes à base de tellurure de mercure et de cadmium sont des dispositifs semi-conducteurs à bande interdite directe, ce qui leur confère une efficacité élevée pour la détection de la lumière à 10,6 μm . Elles sont particulièrement adaptées pour les applications de télécommunications optiques à cette longueur d'onde.

La structure à jonction p-n de ces photodiodes permet d'obtenir des performances élevées en termes de sensibilité et de vitesse de réponse. Les conditions de fabrication, telles que le dopage et l'épaisseur des couches, jouent un rôle crucial dans l'optimisation de ces paramètres.

RESUME

Les possibilités d'application, notamment dans l'espace, des systèmes de télécommunications optiques se sont considérablement accrues depuis l'apparition du laser à gaz carbonique qui délivre une puissance importante avec un bon rendement dans l'infra-rouge moyen. Aussi les performances (grande sensibilité, facilité d'emploi et rapidité) du détecteur photovoltaïque au tellure de mercure-tellure de cadmium présentent un grand intérêt pour la réception du signal laser. Dans ce travail nous présentons les résultats obtenus et les améliorations apportées sur ce type de détecteur utilisable dans un récepteur de télécommunication infra-rouge.

Après l'exposé des principes fondamentaux de la photodétection et de l'effet photovoltaïque, nous décrirons les propriétés de la solution solide $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ et nous étudierons les caractéristiques physiques des diodes obtenues.

Dans le second chapitre nous abordons l'étude de la réponse en fréquence du détecteur. Celle-ci comprend la mesure des éléments du schéma équivalent, et l'étude du montage du détecteur dans son cryostat. Ces travaux permettent d'améliorer la fréquence de coupure des détecteurs et de définir les performances qu'il sera possible d'obtenir dans une phase ultérieure.

Le troisième chapitre concerne l'étude du bruit des détecteurs, particulièrement dans le cas où ceux-ci sont inclus dans un récepteur hétérodyne; (cette technique permettant dans cette gamme de longueurs d'ondes d'améliorer considérablement la détectivité du récepteur).

LISTE DES SYMBOLES UTILISES

=====

h	Constante de Planck
ν	Fréquence du rayonnement infra-rouge
$\mathcal{E}_g$	Largeur de la bande interdite
τ	Durée de vie des porteurs
V_c	Potentiel de contact
$\emptyset$	Flux de photons incidents
I_j	Densité de courant traversant la jonction
I_e	Densité de courant d'électrons
I_h	Densité de courant de trous
D_e	Coefficient de diffusion des électrons
D_h	Coefficient de diffusion des trous
n_p	Concentration d'électron dans la région p
p_n	Concentration de trou dans la région n
q	Charge de l'électron
R	Coefficient de réflexion de la surface de la diode
α_p	Coefficient d'absorption des photons dans la région p
α_{1p}	Coefficient d'absorption bande à bande
α_{2p}	Coefficient d'absorption par les porteurs libres
n_{p0}	Concentration électronique à l'équilibre dans la région p
τ_e	Durée de vie des électrons libres dans la région p
k	Constante de Boltzmann
T	Température absolue
n_{p1}	Concentration électronique au bord de la jonction
L_e	Longueur de diffusion des électrons dans la région p
α_n	Coefficient d'absorption des photons dans la région n

α_{1n}	Coefficient d'absorption bande à bande
α_{2n}	Coefficient d'absorption par les porteurs libres
τ_h	Durée de vie des trous libres dans la région n
p_{n0}	Concentration des trous à l'équilibre dans la région n
p_{n1}	Concentration des trous au bord de la jonction
L_h	Longueur de diffusion des trous dans la région n
I_{ob}	Courant d'obscurité de la diode
I_{sat}	Courant de saturation de la diode
I_c	Courant de court-circuit de la diode en présence d'éclairement
η	Rendement quantique
V_J	Tension aux bornes de la jonction
V	Tension aux bornes de la diode
R_s	Résistance série de la diode
G_p	Conductance shunt de la diode
R_p	Résistance shunt de la diode
x	Composition de la solution solide
f_{cp}	Fréquence de coupure passive
I_s	Courant créé par la détection du flux de photons incidents
C_p	Capacité de jonction
L_s	Self de connexion
f_{ca}	Fréquence de coupure active
R_e	Résistance de charge
P_e	Puissance électrique délivrée à la résistance de charge
Q	Coefficient de surtension du circuit équivalent à la diode
$r(f)$	Réponse en fréquence normalisée du réseau équivalent
f_r	Fréquence de résonance
V_0	Tension continue de polarisation inverse
t_m	Temps de montée mesuré
t_i	Temps de montée de l'impulsion infra-rouge
t_d	Temps de montée de la diode
f_c	Fréquence de coupure globale
f	Fréquence de modulation du signal IR ou fréquence du signal électrique délivré par la diode
I_H	Courant créé par la détection hétérodyne

T_d	Température de la diode
T_0	Température standard
Δf	Bande passante
I_{ca}	Courant de court-circuit de la diode sous l'éclairement du fond ambiant
P_s	Puissance du signal infra-rouge
P_0	Puissance de l'oscillateur local
F	Facteur de bruit du préamplificateur
Y_s	Admittance de source du détecteur
$\overline{i^2}$	Valeur quadratique moyenne du courant de bruit
$\overline{e^2}$	Valeur quadratique moyenne de la tension de bruit
NEI	(Noise equivalent intensity) courant équivalent de bruit
NEP	(Noise equivalent power) puissance équivalente au bruit
PHILRA	PHotodétecteur Infra-rouge Limité par le Rayonnement Ambiant
D^*	Délectivité étoile du détecteur
D_R^*	Délectivité étoile du récepteur infra-rouge
A	Surface sensible de la diode
G_d	Gain de délectivité

SOMMAIRE

=====

INTRODUCTIONI - GENERALITES SUR LES DETECTEURS PHOTOVOLTAIQUES AU TELLURE DE MERCURE, TELLURE DE CADMIUM

I.1 - Détecteurs quantiques

I.2 - Effet photovoltaïque: utilisation en photopile et en photodiode

I.3 - Equation de l'effet photovoltaïque; rendement quantique

I.3.1 - Généralités

I.3.2 - Etude de la région p

I.3.3 - Etude de la région n

I.3.4 - Expression du courant total traversant la jonction

I.3.5 - Caractéristique courant-tension réelle

I.4 - Propriétés semi-conductrices de la solution solide $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ I.5 - Technologie des détecteurs photovoltaïques $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$

I.6 - Caractéristiques des détecteurs

I.6.1 - Caractéristique courant-tension

I.6.2 - Défectivité

I.6.3 - Rendement quantique

I.6.4 - Multiplication

I.7 - Conclusions: Améliorations possibles du rendement quantique

II - REPONSE EN FREQUENCE DES DETECTEURS PHOTOVOLTAIQUES AU TELLURE DE MERCURE - TELLURE DE CADMIUM

II.1 - Introduction: fréquence de coupure active et fréquence de coupure passive

II.2 - Analyse du schéma équivalent d'un détecteur photovoltaïque

II.2.1 - Réponse en fréquence du réseau équivalent au détecteur

II.2.2 - Mesure des éléments du réseau équivalent

- mesure des éléments séries
- mesure des éléments shunts
- tracé de la caractéristique courant tension

II.2.3 - Calcul de la réponse en fréquence

II.3 - Lois de variation des éléments shunts en fonction de la tension de polarisation inverse

II.3.1 - Résultats des mesures

II.3.2 - Interprétations

II.4 - Mesure du temps de réponse

II.5 - Mesure de la réponse en fréquence

II.5.1 - Banc de mesure

II.5.2 - Résultats expérimentaux

II.6 - Etude du montage dans le cryostat métallique

II.6.1 - Mesure de l'impédance du détecteur monté dans le cryostat

II.6.2 - Schéma équivalent du cryostat

II.6.3 - Influence de la résonance du cryostat sur la courbe de réponse en fréquence du détecteur

II.6.4 - Cryostat haute fréquence adapté

II.7 - Estimation de la durée de vie des porteurs minoritaires

II.8 - Conclusions

III - BRUITS DES DETECTEURS PHOTOVOLTAIQUES AU TELLURURE DE MERCURE - TELLURURE DE CADMIUM - UTILISATION DANS LES RECEPTEURS INFRA-ROUGE

III.1 - Généralités

III.2 - Etude théorique du bruit dans les récepteurs infra-rouge

III.2.1 - Schéma équivalent de bruit d'un détecteur photovoltaïque

- III.2.2 - Influence du préamplificateur
- III.2.3 - Définition du courant équivalent de bruit et de la puissance équivalente au bruit
- III.2.4 - Bruit d'un récepteur à détection directe
- III.2.5 - Bruit d'un récepteur hétérodyne
- III.2.6 - Comparaison entre détection directe et détection hétérodyne
- III.3 - Mesure du bruit des détecteurs photovoltaïques $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$
 - III.3.1 - Généralités - banc de mesure
 - III.3.2 - Spectres de bruit en basse fréquence
 - III.3.3 - Etude du bruit en haute fréquence et en détection hétérodyne
 - III.3.4 - Influence de la puissance d'oscillateur local sur le bruit d'un récepteur hétérodyne

CONCLUSIONS

ANNEXES

- Annexe A: Rendement quantique des détecteurs éclairés par la face n
 - A.1 - Expression du rendement quantique
 - A.2 - Variation du rendement quantique avec la polarisation inverse du détecteur
 - A.2.1 - Variation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace
 - A.2.2 - Variation de la transmission de la zone n
 - A.2.3 - Résultats expérimentaux
- Annexe B: Principe de la modulation par effet électrooptique
 - B.1 - Effet électrooptique linéaire
 - B.2 - Effet électrooptique linéaire dans l'arséniure de gallium
 - B.3 - Modulation d'intensité

Annexe C: Modulateur à large bande

- C.1 - Principe du modulateur à onde progressive
- C.2 - Réalisation d'un modulateur à onde progressive
- C.3 - Caractéristiques et performances du modulateur
 - C.3.1 - Pertes dans les cristaux d'arséniure de gallium et dans la ligne
 - C.3.2 - Taux d'onde stationnaire
 - C.3.3 - Fréquence de coupure de l'interaction
 - C.3.4 - Expérimentation optique

Annexe D: Principe de la détection hétérodyneREFERENCESBIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

Avant même l'apparition du Laser, il était bien connu que les ondes optiques présentaient un intérêt certain comme support d'information : leur fréquence élevée rendant la capacité d'information théoriquement transmissible considérable et la directivité du rayonnement permettant d'envisager des portées très grandes. Seulement, la diffusion atmosphérique et surtout l'absorption limitent l'emploi des systèmes optiques à ceux fonctionnant sur certaines longueurs d'ondes situées dans des "fenêtres" de transparence.

Dans la gamme des longueurs d'ondes infra-rouge, l'existence de deux "fenêtres" de transparence situées entre 3 et 5 microns et entre 8 et 14 microns, jointes aux propriétés caractéristiques de cette région du spectre constituaient depuis longtemps un pôle d'intérêt pour les recherches. De nombreuses applications sont nées de la détection des rayonnements infra-rouge : cartographie infra-rouge, détecteur d'horizon, localisation et poursuite d'engins, etc... Le désir d'accroître les performances de ces systèmes a favorisé l'étude de détecteurs de plus en plus sensibles.

Des résultats intéressants ont été obtenus grâce à l'extension de la gamme d'utilisation des détecteurs quantiques depuis le proche infra-rouge jusqu'à l'infra-rouge moyen. L'utilisation des transitions extrinsèques dans le germanium dopé au cuivre, à l'or, ou au mercure, a permis de réaliser des dispositifs photoconducteurs sensibles dans l'infra-rouge moyen ou lointain. Puis la découverte de matériaux semi-conducteurs à largeur de bande interdite étroite et d'alliages présentant une largeur de bande interdite variable avec la composition a rendu possible l'utilisation de transitions intrinsèques permettant de réaliser des photodiodes et des photoconducteurs plus performants et plus commodes d'emploi.

L'un de ces alliages, Cd Hg Te, avait fait l'objet d'études sur le plan fondamental dès 1962 au C.N.R.S. à Meudon Bellevue. Des travaux sur l'effet photovoltaïque dans des jonctions p-n obtenues à partir de ce matériau, ont permis de réaliser en 1966 des détecteurs aux performances très encourageantes dans l'infra-rouge moyen : leur température de fonctionnement se situe aux environs de 77°K et leur longueur d'onde de pic de réponse spectrale varie selon la composition entre 1 et 14 microns. Ces caractéristiques jointes à une excellente détectivité permettent d'envisager l'utilisation de ce type de détecteur dans de nombreux systèmes infra-rouge.

L'intérêt de cette région du spectre s'est considérablement accru à la suite de l'apparition, en 1965, du laser à gaz carbonique émettant dans l'infra-rouge moyen au voisinage de 10 microns. En effet depuis l'invention du laser en 1960, l'idée d'utiliser cette source de rayonnement électromagnétique dans un système de transmission d'information (télécommunications, radar, etc...) avait progressée à la suite des nombreux travaux entrepris dans ce domaine. La cohérence du rayonnement émis permet d'étendre aux ondes laser les techniques générales utilisées en radioélectricité : Modulation de fréquence ou de phase, mélange de deux ondes de fréquence voisine permettant la réalisation de récepteurs hétérodynes, doublement de fréquence, oscillation et amplification paramétriques. Aussi de nombreux laboratoires ont étudiés depuis 1965 chacun des éléments constitutifs d'une liaison de télécommunication à 10,6 microns : émetteur laser, modulateurs, récepteurs, propagation atmosphérique et dans des guides. Des expériences en laboratoire et sur le terrain ont montré les possibilités offertes par de tels systèmes, mais c'est surtout dans l'espace que ces systèmes trouvent un champ d'application idéal.

L'atmosphère terrestre constitue le plus sérieux handicap des liaisons optiques. La diffusion provoque des pertes de cohérence réduisant ainsi l'efficacité des récepteurs hétérodynes et rendant nécessaire l'emploi de récepteurs en diversité qui compliquent et augmentent le coût du système. Les raies d'absorption des composants de l'atmosphère : gaz carbonique et vapeur d'eau principalement,

augmentent la valeur du coefficient d'atténuation et réduisent les portées utilisables. Les turbulences et les variations d'indice dues aux gradients de température au voisinage du sol, provoquent des phénomènes de "fading" d'autant plus important que la longueur d'onde est courte.

La propagation guidée, bien qu'encore au stade de l'étude en laboratoire, ouvre des perspectives intéressantes pour l'utilisation des systèmes de télécommunications optiques sur terre.

Pour les télécommunications spatiales, où les distances entre émetteur et récepteur sont de l'ordre de plusieurs milliers de kilomètres voire même plusieurs millions de kilomètres, la directivité des ondes lumineuses permet de résoudre le problème de la transmission d'information à grande capacité entre satellites et vaisseaux spatiaux. Des études paramétriques comparant les différents systèmes de télécommunications radioélectriques et optiques ont montré que la longueur d'onde de 10,6 microns constituait le meilleur choix pour l'espace. Parmi les paramètres qui ont contribué de façon positive à ce choix se trouvent : la puissance importante émise en régime continu avec un rendement élevé par le laser à gaz carbonique, l'intérêt particulier de la détection hétérodyne dans cette gamme de longueur d'onde, l'encombrement et le poids relativement faible du système de transmission et de réception.

De plus, pour les liaisons terre satellite, l'absorption de l'atmosphère à 10,6 microns dans le sens vertical est assez faible et permet, en choisissant un site jouissant d'un climat privilégié, d'assurer la liaison pendant plus de 95 % du temps.

Dans le cadre des liaisons à 10,6 microns, le détecteur au tellure de mercure, tellure de cadmium trouve une place de choix comme élément sensible du récepteur par suite de sa température de fonctionnement élevée et de la valeur importante de sa détectivité.

Aussi les études entreprises au cours de ce travail ont pour but de définir les performances de ce détecteur dans une telle utilisation. En particulier, la rapidité et la sensibilité du détecteur utilisé dans un récepteur hétérodyne sont les deux caractéristiques importantes que nous développerons dans le cas d'une photodiode (l'effet photovoltaïque permettant d'obtenir simultanément une grande rapidité et une grande sensibilité).

Par ailleurs, les résultats de cette étude ne sont pas limités à la seule utilisation spatiale, mais permettront de contribuer à la réalisation de systèmes de télécommunication infra-rouge utilisables sur terre (soit sur de courtes distances pour une propagation dans l'atmosphère, soit sur des distances plus importantes ou avec de très larges bandes passantes si la propagation guidée donne des résultats satisfaisants) et de systèmes actifs de détection, tels que des télémètres et des radars doppler infra-rouge.

I - GENERALITES SUR LES DETECTEURS PHOTOVOLTAIQUES AU TELLURE DE MERCURE - TELLURE DE CADMIUM

I.1 - Détecteurs quantiques (1)

Dans un détecteur quantique l'énergie infra-rouge est utilisée sous sa forme discontinue. Les photons cèdent individuellement leur énergie aux électrons qui changent d'état.

Pour un atome isolé les changements d'états possibles des électrons sont fixés par les lois de la mécanique quantique, qui définit des niveaux d'énergie discrets correspondant aux orbites permises. Par contre, dans un cristal, constitué par un arrangement régulier d'un grand nombre d'atomes, les niveaux d'énergie possibles sont répartis en bandes plus ou moins larges, séparés par des intervalles d'énergie interdits. Les transitions entre ces bandes n'ont lieu que si l'électron possède une énergie supérieure ou égale à la largeur E_g de la bande interdite.

La transition qui nous intéresse dans le semi-conducteur pur fait intervenir deux bandes d'énergie; l'une inférieure appelée: bande de valence, l'autre supérieure appelée: bande de conduction. Une transition entre ces deux bandes est dite intrinsèque (voir figure 1.1).

Si le semi-conducteur contient des impuretés, celles-ci font apparaître des niveaux discrets à l'intérieur de la bande interdite et de nouvelles transitions peuvent avoir lieu, ces dernières sont appelées: transitions extrinsèques (figure 1.2).

Un photon d'énergie $h\nu \geq E_g$ cédant son énergie à un électron fait subir à celui-ci une transition intrinsèque entre la bande de valence et la bande de conduction. L'absence d'un électron dans la bande de valence est traduite par l'apparition d'un trou. .

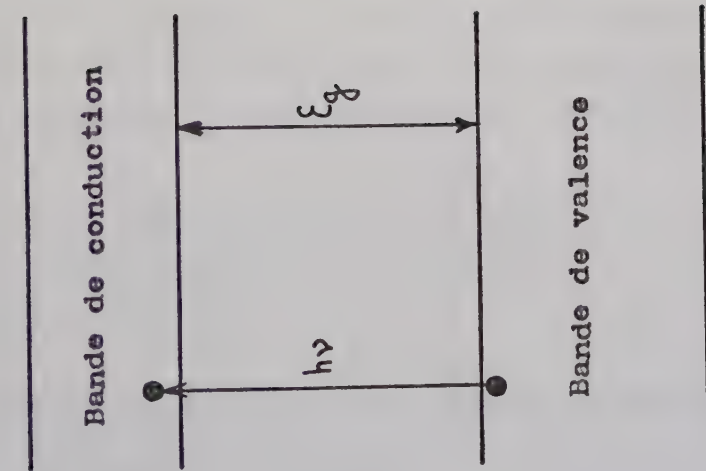


Figure 1.1. Transitions intrinsèques

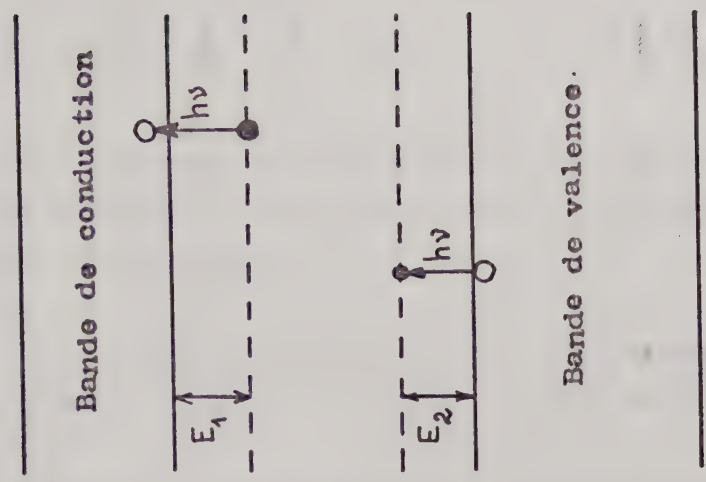


Figure 1.2. Transitions extrinsèques

Ces deux porteurs de charge se meuvent à l'intérieur de leur bande respective sous l'action de forces électrique, magnétique ou de diffusion. Ils participent alors à la conduction dans le cristal. Le temps moyen passé dans la bande par un type de porteur est appelé durée de vie τ .

La création de cette paire de charges libres par un photon, ou effet photoélectrique, constitue le mécanisme physique de base de la détection quantique.

Les différents types de détecteurs quantiques se différencient par le mode d'observation des porteurs de charge.

Dans un photoconducteur l'absorption des photons modifie la conductivité du cristal. Ce type de détecteur nécessite une source de polarisation et l'observation de la détection s'effectue au moyen de la variation du courant débité dans le circuit.

Dans les détecteurs photomagnétoélectriques, le cristal est plongé dans un champ magnétique; les deux types de porteurs se séparent et créent une polarisation du milieu. On observe une tension entre deux faces du cristal.

Les détecteurs photovoltaïques possèdent une barrière de potentiel qui effectue la séparation des deux types de porteurs. On observe une modification du potentiel entre les deux régions du cristal.

Nous nous intéresserons seulement à l'effet photovoltaïque; ce choix étant guidé par la sensibilité accrue et la rapidité de ce type de détecteur.

I.2 - Effet photovoltaïque : utilisation en photopile et en photodiode

La barrière de potentiel nécessaire à la séparation des paires électron-trou créées par l'absorption d'un photon est réalisée par

la mise en contact (jonction) de deux matériaux semi-conducteurs de types opposés.

On peut imaginer la réalisation d'une jonction p-n comme le rapprochement de deux cristaux semi-conducteurs l'un de type p, l'autre de type n.

L'échantillon de type p isolé est caractérisé par une position du niveau de Fermi voisine de la bande de valence, à cause des niveaux d'impuretés acceptrices situés près de la bande de valence (figure 1.3 a). Par contre dans l'échantillon de type n isolé, le niveau de Fermi est voisin de la bande de conduction, par suite de la présence de niveaux d'impuretés donatrices près de la bande de conduction (figure 1.3 b).

Les lois de l'équilibre thermodynamique nous indiquent qu'après la mise en contact, la position du niveau de Fermi doit rester constante dans toute la structure.

Il en résulte que, dans une petite zone centrale, les bandes de conduction et les bandes de valence des deux échantillons doivent se raccorder entre elles en s'infléchissant comme le montre la figure 1.4.

Le gradient d'énergie imposé par ce raccordement est caractérisé par un champ électrique intense qui chasse les porteurs vers les extrémités homogènes. Il ne subsiste dans cette zone de transition que les charges fixes ionisées du réseau qui créent une charge d'espace positive du côté n, négative du côté p. Cette zone chargée est équivalente du point de vue électrique à une capacité; c'est la capacité de jonction dont l'influence sur la réponse en fréquence du détecteur sera importante, comme nous le montrerons dans les paragraphes suivants.

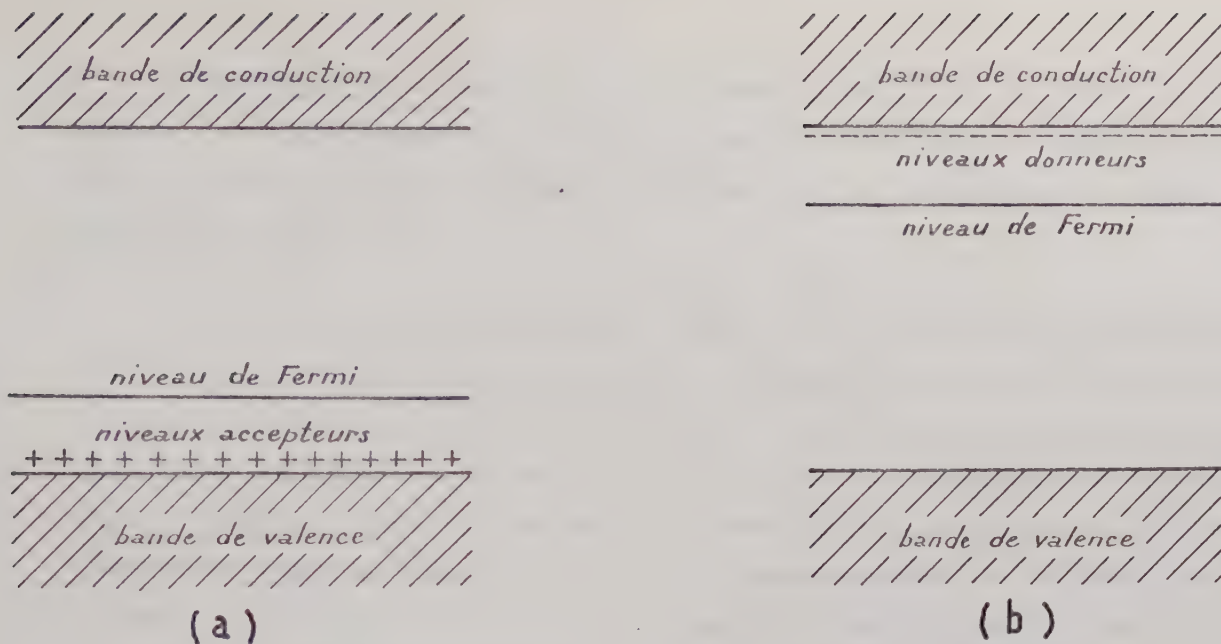


Figure 1.3 - Diagrammes d'énergie des échantillons de type p (a) et de type n (b)

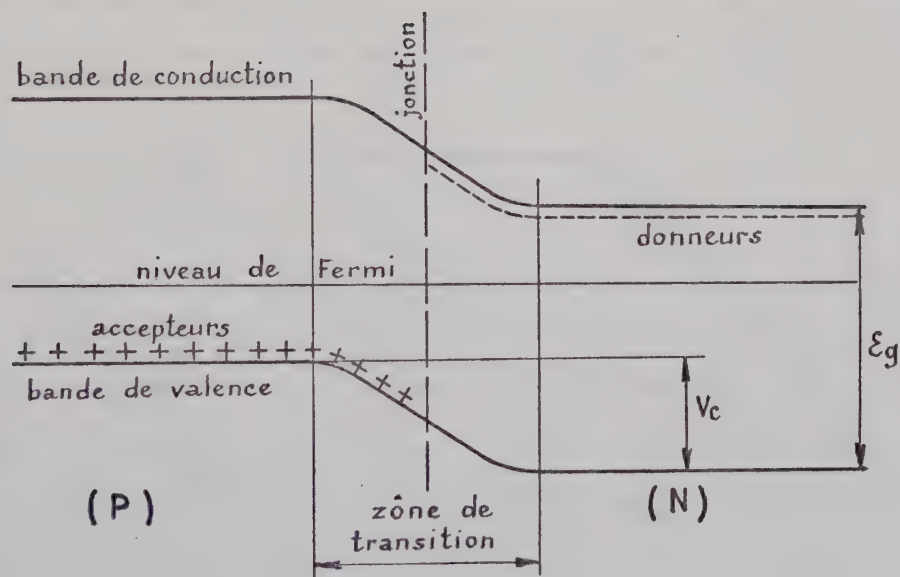


Figure 1.4 - Diagramme énergie espace d'une jonction p-n

L'intégrale du champ électrique le long de la zone de transition donne la différence de potentiel aux bornes de la zone de charge d'espace: celle-ci est désignée sous le nom de potentiel de contact que nous noterons V_c .

Les paires électron-trou créées par les photons absorbés dans le cristal sont dissociées par ce champ électrique de transition. Lorsque le détecteur est en circuit ouvert, une tension apparaît entre ses deux extrémités, c'est l'utilisation en photopile. Par contre dans l'utilisation en photodiode, une source extérieure polarise la jonction dans le sens bloquant, il passe alors un courant de la partie n vers la partie p. Ce dernier type de fonctionnement est le plus intéressant en haute fréquence, car il permet d'élargir la zone de charge d'espace et par suite, de diminuer la capacité de jonction.

I.3 - Equation de l'effet photovoltaïque; rendement quantique (2) (3) (4)

I.3.1 - Généralités

Considérons une jonction p-n soumise à un rayonnement dont la direction de propagation est perpendiculaire au plan de la jonction et absorbé dans la couche de type p (figure 1.5).

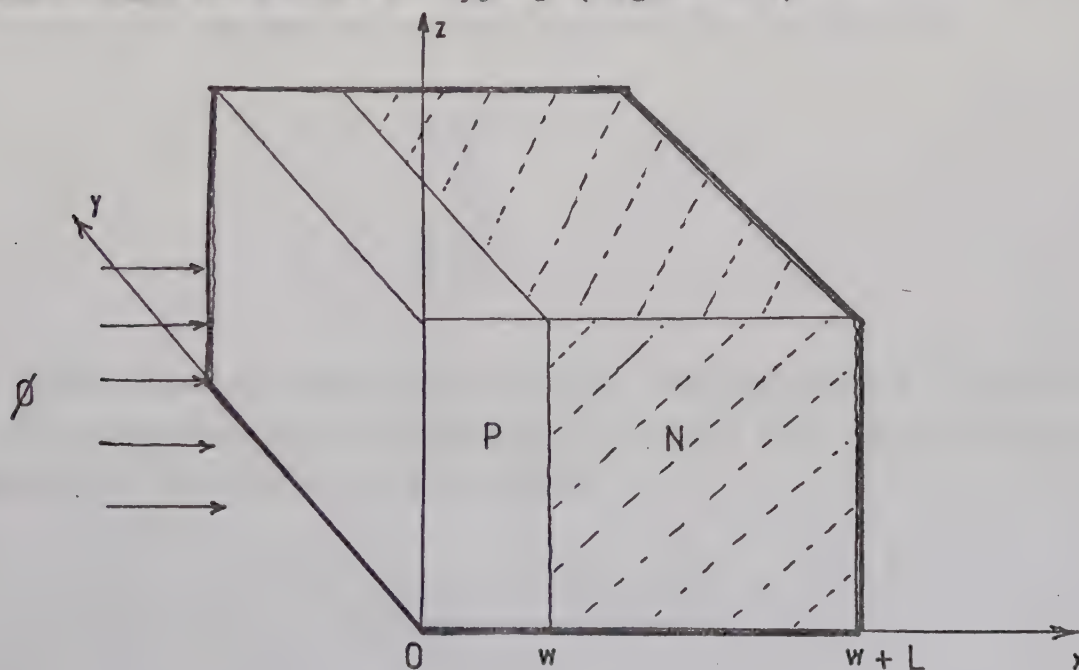


Figure 1.5 - Représentation schématique d'une jonction p-n

Les paires électron-trou créées diffusent jusqu'à la zone de transition, où leur dissociation donne lieu à un courant I_j . Pour établir l'équation de la caractéristique courant-tension de la photodiode et l'expression du rendement quantique, nous allons examiner les mécanismes de diffusion et de recombinaison dans les deux régions homogènes p et n. Nous supposerons que la zone de transition est suffisamment mince pour que les courants d'électrons et de trous ne varient pas à l'intérieur de celle-ci.

Le courant I_j qui traverse la jonction est la somme d'un courant d'électrons et d'un courant de trous, variables avec la distance mais dont la somme reste constante. On peut donc les évaluer en n'importe quel point, mais il est plus commode de le faire au niveau de la jonction.

$$I_j = (I_e)_w + (I_h)_w \quad (1.1)$$

Nous calculerons d'abord le courant d'électrons $I_e(x)$ dans la zone p, puis le courant de trous $I_h(x)$ dans la zone n. Rappelons que l'on montre⁽¹⁾ que ces courants sont dûs uniquement à la diffusion des porteurs minoritaires dans chacune des deux zones.

$$I_e = q D_e \frac{\partial n_p}{\partial x} \quad (1.2)$$

$$\text{et } I_h = -q D_h \frac{\partial p_n}{\partial x} \quad (1.3)$$

Nous pouvons maintenant étudier les mécanismes de diffusion et de recombinaison des porteurs minoritaires dans chacune des deux zones lorsque la photodiode est éclairée.

I.3.2 - Etude de la région p

Nous allons faire le calcul dans le cas où la région p est éclairée et nous supposons que les photons sont absorbés dans cette région.

La surface de la photodiode réfléchit une partie du flux de photon incident ϕ , il ne pénètre donc à l'intérieur de la couche p qu'un flux:

$$\phi' = (1 - R) \phi$$

L'absorption dans la couche p a deux origines, l'une utile, créatrice de paires électron-trou, l'autre constituant une perte: l'absorption par les porteurs libres.

Dans la théorie classique de l'effet photovoltaïque, il n'est pas tenu compte de l'absorption par porteurs libres, seulement dans l'infra-rouge moyen, cet effet peut devenir important et justifie l'étude théorique entreprise dans ce paragraphe.

En effet, le coefficient d'absorption par les porteurs libres est proportionnel à la concentration des porteurs et à la section efficace de capture qui dépend, selon le modèle Drude-Zener, du carré de la longueur d'onde. Pour une diode à faible gap les valeurs de la concentration intrinsèque sont élevées (quelques 10^{13} cm^{-3}) ce qui entraîne des valeurs de concentration en porteurs libres élevées pour obtenir une bonne caractéristique diode (Les valeurs courantes sont de l'ordre de 10^{17} à 10^{18} cm^{-3}).

Aussi les deux phénomènes sont cumulatifs et conduisent à des valeurs de coefficient d'absorption par porteurs libres dans une diode sensible à 10 microns pouvant être supérieurs de 2 à 3 ordres de grandeurs à ceux observés dans une photodiode sensible à 5 μ telle que In Sb.

Nous désignerons par α_{1p} et α_{2p} les coefficients d'absorption correspondant à ces deux processus et nous poserons:

$$\alpha_p = \alpha_{1p} + \alpha_{2p}$$

Si $\Delta n = n_p - n_{p0}$ désigne l'accroissement de la concentration d'électrons libres par rapport à l'équilibre en un point de la région p, l'équation de diffusion s'écrit:

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_e} + D_e \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + (1-R) \alpha_{1p} \phi \exp(-\alpha_p x) \quad (1.4)$$

Nous admettrons pour simplifier* que la recombinaison en surface est nulle, c'est-à-dire que la condition à la limite pour $x = 0$ s'écrit :

$$\left[\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} \right]_{x=0} = 0 \quad (1.5)$$

* La théorie d'une photodiode en tenant compte d'une vitesse de recombinaison en surface a été abordée par différents auteurs voir par exemple la référence (4)

L'autre condition limite s'obtient en écrivant la concentration en électrons libres au bord de la jonction $x = w$ soit:

$$\left[\Delta n \right]_{x=w} = n_{pi} - n_{po} = n_{po} \left[\exp \left(\frac{q V_c}{k T} \right) - 1 \right] \quad (1.6)$$

En régime permanent $\partial (\Delta n) / \partial t = 0$, la résolution de l'équation différentielle (I.4) compte tenu des conditions aux limites (I.5) et (I.6) et de l'équation (I.2), nous donne le courant d'électron au point $x = w$:

$$I_e = \frac{q D_e}{L_e} n_{po} \left[\exp \left(\frac{q V_c}{k T} \right) - 1 \right] \operatorname{th} \left(\frac{w}{L_e} \right) - \frac{q \alpha_{ip} L_e (1-R) \phi}{1 - \alpha_p^2 L_e^2} \left[e^{-\alpha_p w} \left(\operatorname{th} \frac{w}{L_e} + \alpha_p L_e \right) - \frac{\alpha_p L_e}{\operatorname{ch} \frac{w}{L_e}} \right] \quad (1.7)$$

En posant $L_e^2 = D_e \tau_e$; L_e longueur de diffusion des électrons.

I.3.3 - Etude de la région n

Le calcul est identique à celui de zone p. Nous désignerons par α_{1n} et α_{2n} les coefficients d'absorptions correspondant à l'absorption bande à bande et à l'absorption par porteurs libres dans la zone n et nous poserons:

$$\alpha_n = \alpha_{1n} + \alpha_{2n}$$

Si $\Delta p = p_n - p_{no}$ désigne l'accroissement de la concentration de trous libres par rapport à l'équilibre en un point x de la région n, l'équation de diffusion s'écrit:

$$\frac{\partial (\Delta p)}{\partial t} = - \frac{\Delta p}{\tau_h} + D_h \frac{\partial^2 (\Delta p)}{\partial x^2} + (1-R) \alpha_{1n} \phi e^{-\alpha_p w + \alpha_n (w-x)} \quad (1.8)$$

En régime permanent $\frac{\partial(\Delta p)}{\partial t} = 0$, et les conditions aux limites sont:

$$\text{pour } x = w \quad \Delta p = p_n - p_{no} = p_{no} \left[\exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1.9)$$

$$\text{pour } x = w + L \text{ avec } L \gg w \quad \Delta p = 0 \quad (1.10)$$

La résolution de l'équation (1.8) compte tenu des conditions aux limites (1.9) et (1.10) et de l'équation (1.3) nous donne le courant de trou au point $x = w$

$$I_h = \frac{qD_h p_{no}}{L_h} \left[\exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) - 1 \right] \coth \frac{L}{L_h} + q \frac{\alpha_{in} L_h (1-R) \phi e^{-\alpha_p w}}{1 - \alpha_{in}^2 L_h^2} \left[\alpha_{in} L_h + \frac{e^{-\alpha_n L} - \cosh \frac{L}{L_h}}{\sinh \frac{L}{L_h}} \right] \quad (1.11)$$

Nous simplifierons cette expression en supposant que L est très grand devant α_n^{-1} et devant L_h ($L_h = (D_h \tau_h)^{1/2}$: longueur de diffusion des trous) d'où:

$$I_h = \frac{qD_h p_{no}}{L_h} \left[\exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) - 1 \right] \coth \frac{L}{L_h} + q \frac{\alpha_{in} L_h (1-R) \phi e^{-\alpha_p w}}{1 + \alpha_{in} L_h} \quad (1.12)$$

I.3.4 - Expression du courant total traversant la jonction

Le courant total traversant la jonction est la somme des courants d'électrons et de trous calculés dans le plan $x = w$ d'où:

$$I_j = q \left[\exp\left(\frac{qV_c}{kT}\right) - 1 \right] \left[p_{no} \frac{D_h}{L_h} + n_{po} \frac{D_e}{L_e} \right] - q(1-R) \phi \left\{ \frac{\alpha_{ip} L_e}{1 - \alpha_{ip}^2 L_e^2} \left[e^{-\alpha_p w} \left(\tanh \frac{w}{L_e} + \alpha_p L_e \right) - \frac{\alpha_p L_e}{\cosh \frac{w}{L_e}} \right] + \frac{\alpha_{in} L_h e^{-\alpha_p w}}{1 + \alpha_{in} L_h} \right\} \quad (1.13)$$

Ce courant total est la somme de deux courants, un courant d'obscurité I_{ob} et un courant de court-circuit en présence d'éclairement I_c :

$$I_{ob} = I_{sat} \left[\exp \left(\frac{qV_c}{kT} \right) - 1 \right] \quad (1.14)$$

en posant

$$I_{sat} = q \left(n_{p0} \frac{D_e}{L_e} + p_{n0} \frac{D_h}{L_h} \right) \quad (1.15)$$

I_{sat} désigne le courant de saturation de la diode

$$I_c = -q(1-R) \phi \left\{ \frac{\alpha_p L_e}{1 - \alpha_p^2} \left[e^{-\alpha_p w} \left(\tanh \frac{w}{L_e} + \alpha_p L_e \right) - \frac{\alpha_p L_e}{\cosh \frac{w}{L_e}} \right] + \frac{\alpha_n L_h e^{-\alpha_p w}}{1 + \alpha_n L_h} \right\} \quad (1.16)$$

Le courant d'obscurité s'exprime en fonction du potentiel aux bornes de la zone de transition, son expression est l'équation de la caractéristique courant-tension de la jonction. Cette expression théorique est en général modifiée pour représenter les courbes expérimentales:

$$I_{ob} = I_{sat} \left[\exp \left(\frac{qV_c}{\beta kT} \right) - 1 \right] \quad (1.17)$$

où β est un coefficient voisin de l'unité lorsque seuls les mécanismes de diffusion interviennent, mais pouvant être égal à 2 ou plus dans le cas où les mécanismes de génération-recombinaison interviennent.

Le courant I_c est un courant inverse proportionnel au flux de photons incident. Nous appellerons rendement quantique η le rapport:

$$\eta = -\frac{I_c}{q\phi} \quad (1.18)$$

Il représente le nombre de porteurs participant à la conduction par photon incident; donc $\eta \leq 1$. A partir de l'expression de (équation 1.16) nous trouvons:

$$\eta = (1-R) \left\{ \frac{\alpha_{ip} L_e}{1 - \alpha_p^2 L_e^2} \left[e^{-\alpha_p w} \left(\text{th} \frac{w}{L_e} + \alpha_p L_e \right) - \frac{\alpha_p L_e}{\text{ch} \frac{w}{L_e}} \right] + \frac{\alpha_{in} L_h e^{-\alpha_p w}}{1 + \alpha_{in} L_h} \right\} \quad (1.19)$$

Cette expression générale peut être simplifiée dans le cas des détecteurs $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ en supposant que le coefficient d'absorption bande à bande dans la région n est très petit pour la longueur d'onde à laquelle nous calculons le rendement quantique. Cette condition est réalisée lorsque la région n est fortement dopée. L'expression (1.19) devient alors en posant:

$$m = \alpha_p L_e \quad \text{et} \quad u = \frac{w}{L_e}$$

$$\eta = (1-R) \frac{\alpha_{ip}}{\alpha_{ip} + \alpha_{ip}} \cdot \frac{m}{1 - m^2} \left[e^{-mu} (\text{th} u + m) - \frac{m}{\text{ch} u} \right] \quad (1.20)$$

Cette expression montre que le rendement quantique global peut être mis sous la forme d'un produit de trois termes:

Un terme de pertes par réflexion : $1-R$

Un terme de pertes d'absorption que l'on peut assimiler à un rendement d'absorption η_d (rapport entre l'absorption utile et l'absorption totale)

$$\eta_d = \frac{\alpha_{1p}}{\alpha_{1p} + \alpha_{2p}}$$

Un terme que nous désignerons sous le nom de rendement quantique de collection η_c :

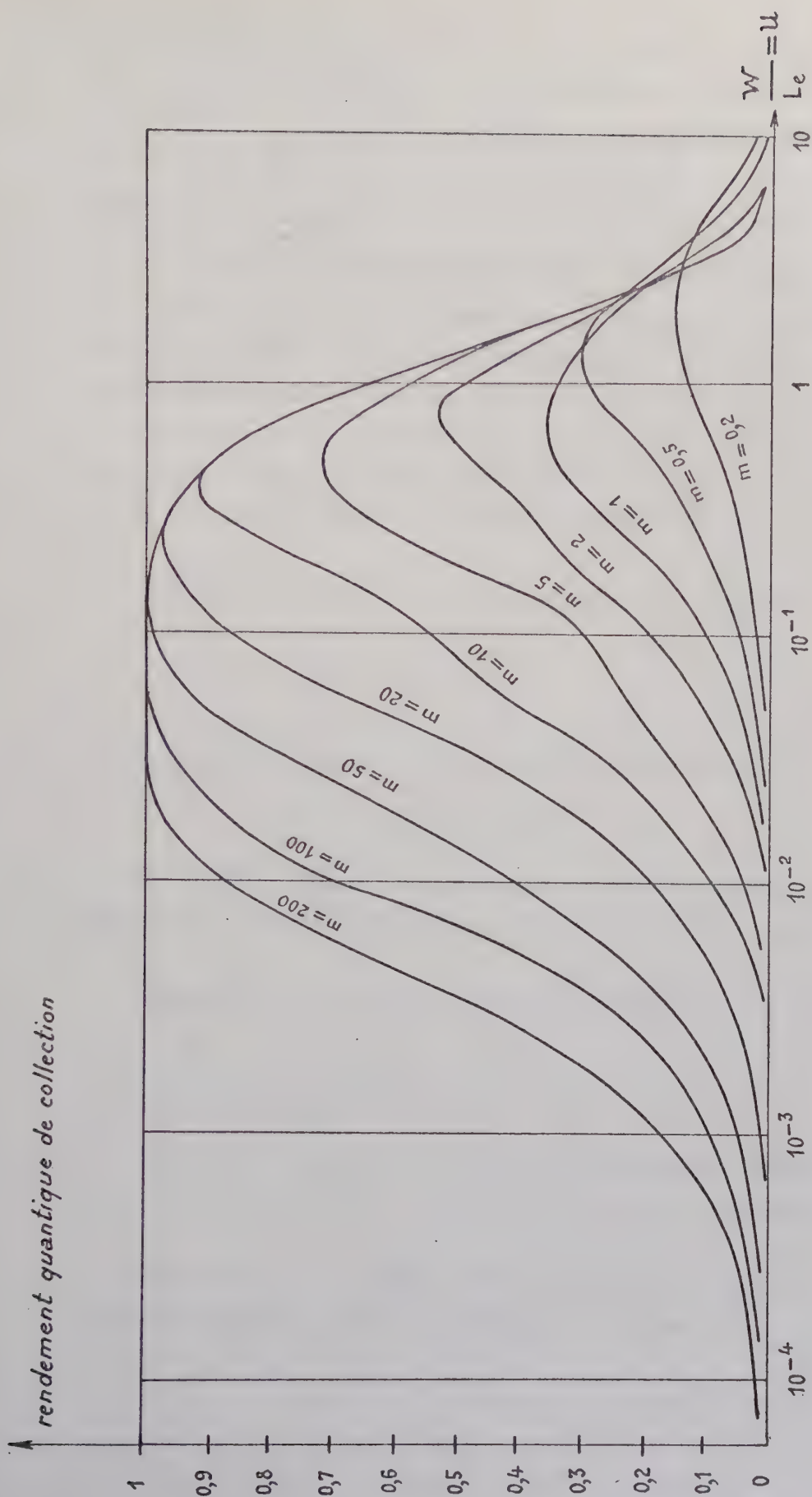
$$\eta_c = \frac{m}{1 - m^2} \left[e^{-mu} (th_u + m) - \frac{m}{ch u} \right]$$

Ce rendement quantique de collection ne fait intervenir que le coefficient d'absorption total et les paramètres de la diode. Si l'on fait tendre le coefficient d'absorption vers l'infini, ce qui revient à considérer que l'absorption s'effectue sur la surface éclairée de la diode nous retrouvons l'expression bien connue du rendement quantique de collection :

$$\eta_c = \frac{1}{ch u}$$

La figure 1.6 représente les courbes donnant le rendement quantique de collection η_c en fonction de l'épaisseur réduite de la zone u pour différentes valeurs du paramètre m . Ces courbes montrent qu'il existe une valeur de u donc de w , rendant maximum le rendement quantique; et que si le paramètre m est trop petit, le rendement quantique de collection ne peut être rendu égal à l'unité.

L'influence du rendement d'absorption sur le rendement quantique totale se traduit par le fait qu'il est nécessaire que le coefficient d'absorption fondamental soit grand par rapport au coefficient d'absorption par porteurs libres. D'où l'intérêt d'utiliser un dopage juste nécessaire pour l'obtention d'une bonne caractéristique diode, afin de minimiser l'absorption par les porteurs libres. De plus, compte tenu de la variation très rapide du coefficient



$$\eta_c = \frac{m}{1 - m^2} \left[e^{-mu} (1 + hu + m) - \frac{m}{chu} \right]$$

$$m = \alpha p L_e$$

Figure 1.6

Courbes représentatives du rendement quantique de collection en fonction de l'épaisseur normalisée u de la région p et du paramètre d'absorption

d'absorption bande à bande en fonction de l'énergie du photon au voisinage de l'énergie correspondant au gap, il est préférable d'utiliser un matériau dont la composition donne un gap d'énergie légèrement plus faible que celui correspondant à la longueur d'onde pour laquelle on désire le rendement quantique maximum.

I.3.5 - Caractéristique courant-tension réelle

L'équation (1.13) exprime le courant traversant la jonction en fonction du potentiel de jonction V_j aux bornes de la zone de transition et du flux de photon incident. Dans un détecteur réel, le courant et la tension mesurables sont ceux de la diode, il faut donc tenir compte du courant de fuite sur les bords de la jonction et de la résistance des contacts ohmiques et des zones n et p.

Dans ces conditions la tension aux bornes de la jonction s'écrit:

$$V_j = V - R_s I$$

et le courant total traversant la diode est:

$$I = I_j + G_p (V - R_s I)$$

R_s et G_p sont respectivement la résistance série et la conductance de fuite de la diode, elles dépendent de la technologie.

La caractéristique courant tension de la diode a pour équation:

$$I = I_{sat} \left[\exp \left(q \frac{V - R_s I}{\beta k T} \right) - 1 \right] + G_p (V - R_s I) + I_c \quad (1.21)$$

Pour des tensions inverses élevées un phénomène d'avalanche peut faire croître le courant plus que ne le prévoit cette équation.

La figure 1.7 représente l'allure générale des caractéristiques courant tension d'une photodiode réelle.

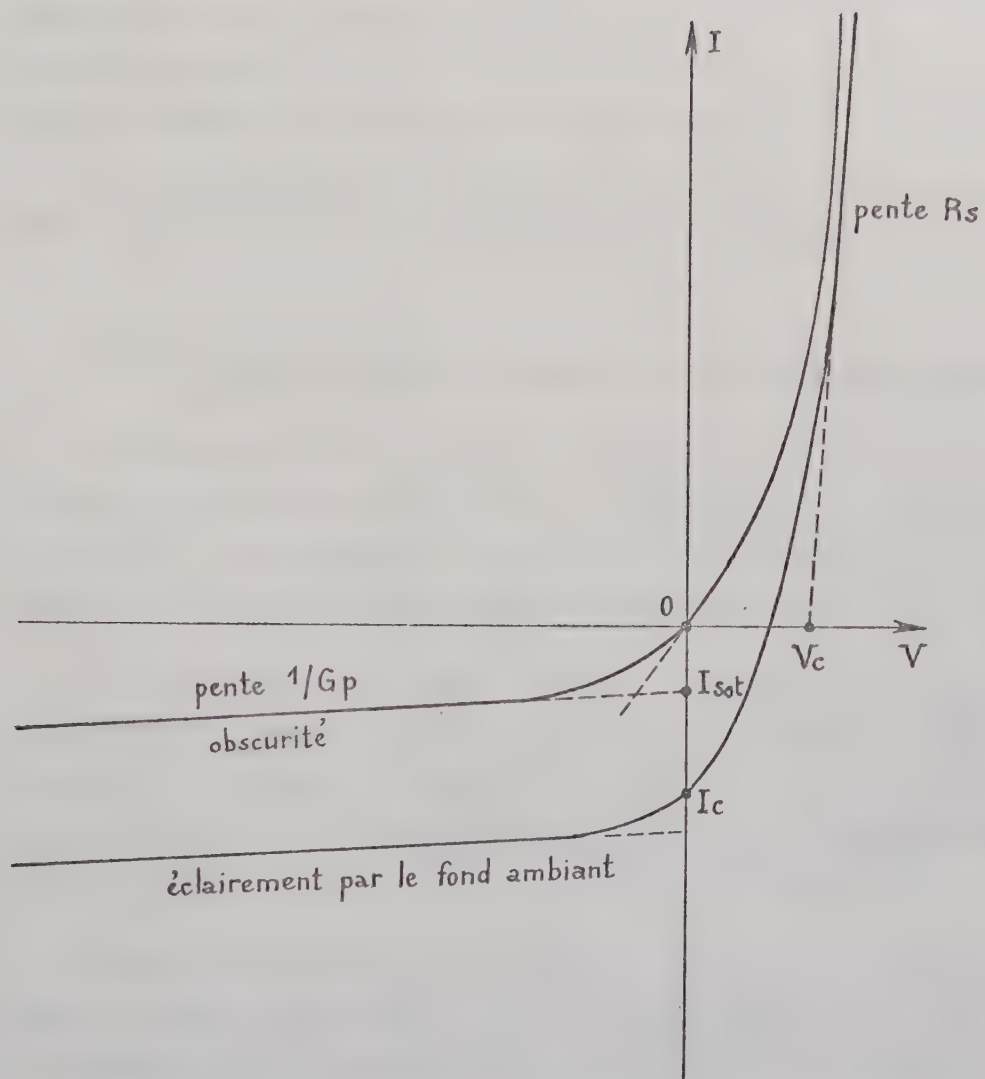


Figure 1.7 - Caractéristique courant tension d'une photodiode

De cette représentation nous déduisons les différentes grandeurs caractéristiques de la photodiode.

Les valeurs des pentes des parties rectilignes de la caractéristique pour des tensions de polarisations directe et inverse donnent respectivement R_s et G_p^{-1} ; le prolongement de la partie rectiligne inverse jusqu'à l'axe des intensités donne le courant de saturation I_{sat} .

La caractéristique sous éclaircissement donne au point d'intersection avec l'axe des intensités, le courant de court-circuit I_c .

I.4 - Propriétés semi-conductrices de la solution solide $Cd_x Hg_{1-x} Te$

De nombreux laboratoires se sont intéressés aux propriétés des alliages tellurure de mercure - tellurure de cadmium depuis que Lawson et coll⁽⁵⁾ ont montré l'existence d'une séquence continue de solutions solides cristallisant dans la structure de la Blende de Zinc.

Cette solution solide est le résultat du mélange d'un semi-conducteur à large "gap"* $Cd Te$ avec un semi métal à bandes inversées (modèle de Groves et Paul) : $Hg Te$ (6) (7) ; il existe une suite continue de matériaux dont les propriétés sont intermédiaires entre le semi métal et le semi conducteur.

Outre l'intérêt scientifique que présente la transition semi métal - semi-conducteur, ce matériau permet, dans une certaine gamme de valeurs de la composition, d'obtenir un semi-conducteur à très faible gap. On a ainsi, pu réaliser des détecteurs quantiques aux grandes longueurs d'onde, photoconducteurs (8) ou photovoltaïques (9). A 77°K des études récentes ont conduit à des longueurs d'ondes de coupure aussi élevées que 25 microns pour chacun de ces deux types d'effets photoélectriques (10-11).

Au voisinage de 0°K le gap d'énergie du tellurure de cadmium est égal à 1,606 eV et celui du tellurure de mercure de l'ordre de -0,303 eV. Le gap est direct dans chacun de ces matériaux et correspond

* Le mot anglo saxon "gap" est employé pour simplifier l'écriture à la place de : "largeur de bande interdite".

à la différence d'énergie $\Gamma_6 - \Gamma_8$ (voir figure 1.8).

Dans le tellurure de mercure la position relative des bandes est inversée et correspond à celle d'un semi métal.

La solution solide $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ présente un gap variable avec la composition x entre les valeurs de celui du Hg Te et du Cd Te : de plus il varie avec la température (figure 1.9).

A 77°K, la transition semi-conducteurs - semi métal a lieu pour une valeur de x voisine de 0,14. Si l'on considère les variations de la largeur de bande interdite $\mathcal{E}_g$ avec la position (figure 1.9) on constate qu'une très faible variation de x dans la région qui nous intéresse (composition variant entre $x = 0,17$ et $x = 0,20$, permettant d'obtenir des détecteurs ayant un pic de réponse spectrale compris entre 9 et 14 μ) entraîne une forte variation de $\mathcal{E}_g$. La difficulté essentielle dans la réalisation de ce semi-conducteur à faible gap est d'obtenir un cristal de composition homogène autour de $x = 0,19$. Une faible différence de composition fait passer soit dans la zone semi métallique ($x < 0,16$) soit dans la zone correspondant à des détecteurs à longueur d'onde de coupure plus basse $x > 0,20$.

I.5 - Technologie des détecteurs photovoltaïques $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$

La métallurgie de la solution solide comprend les étapes suivantes: (12)

- synthèse du tellurure de mercure
- purification du tellurure de mercure
- synthèse du tellurure de cadmium
- purification du tellurure de cadmium
- mélange des deux produits purifiés et croissance de la solution solide

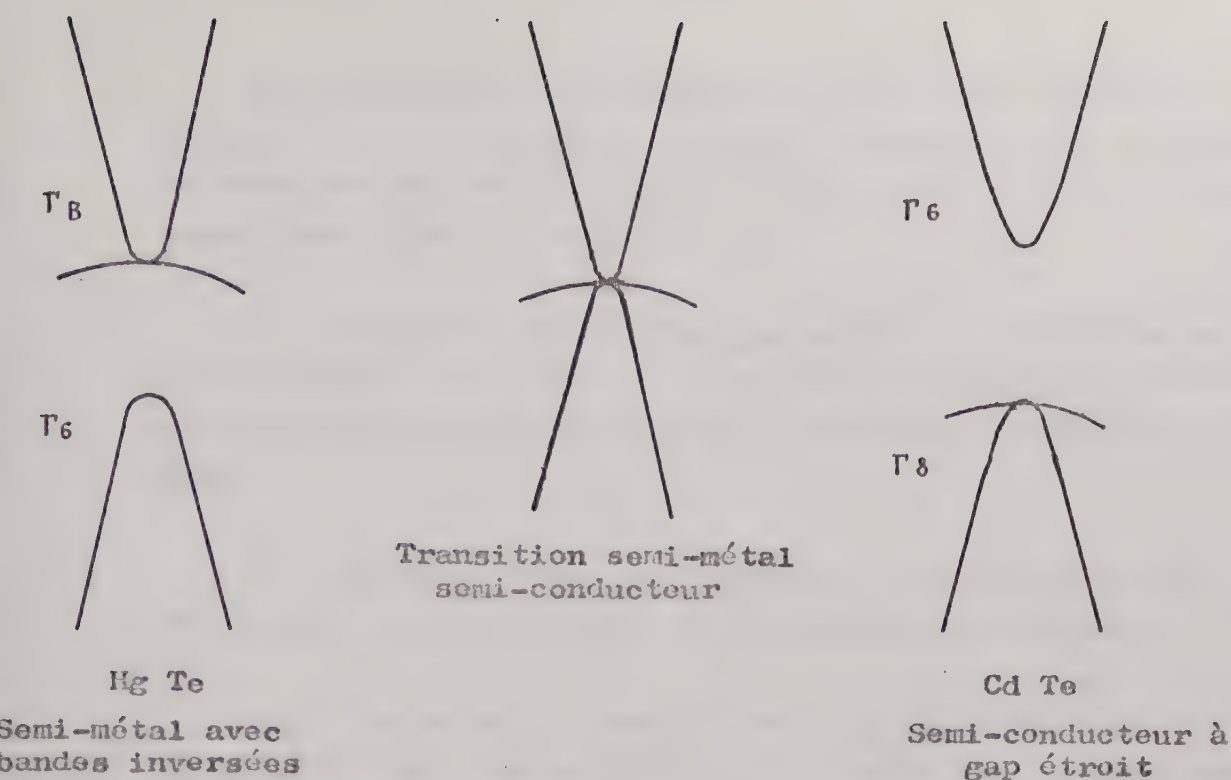
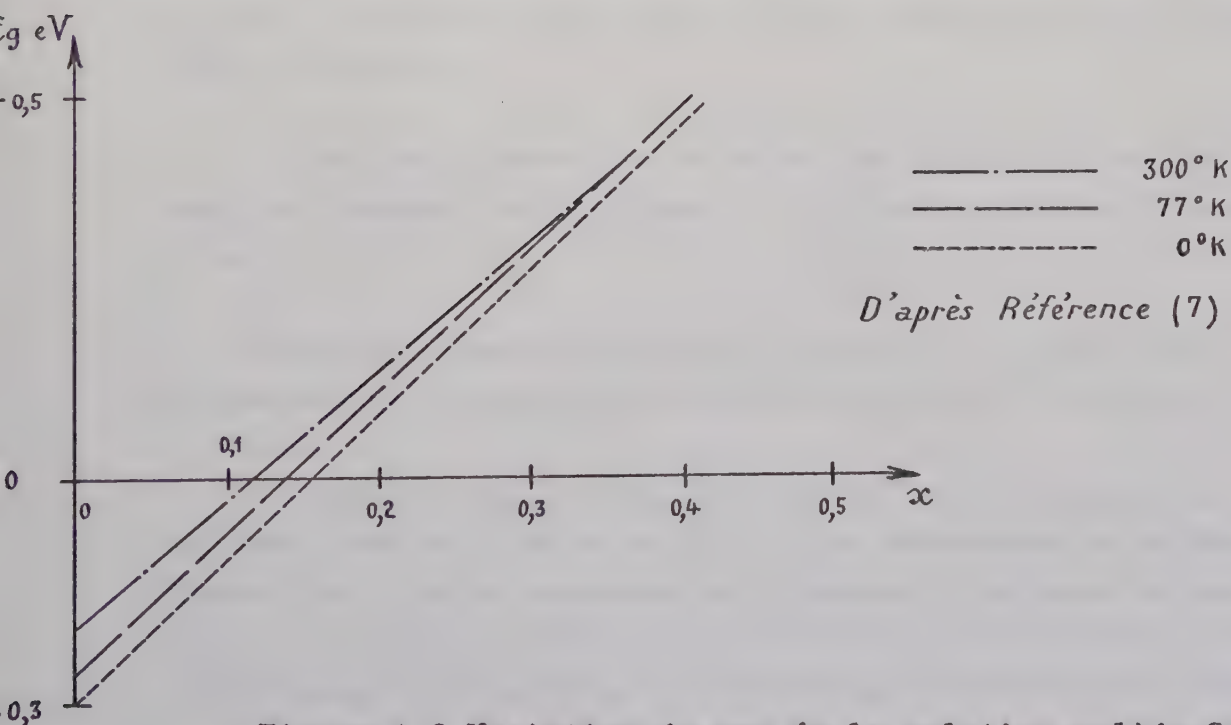


Figure 1.8 (d'après référence 7)

Figure 1.9 Variation du gap de la solution solide $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ en fonction de la composition et de la température

Les quatre premiers points ne présentent pas de difficultés majeures, les purifications étant réalisées selon le procédé classique de passages répétés de zones fondues avec contrôle des pressions de vapeur des éléments volatils.

La croissance de la solution solide est réalisée par une méthode de fusion de zone verticale; celle-ci permettant d'obtenir un cristal de composition plus homogène que la méthode de Bridgman utilisée au début.

Les lingots obtenus sont débités en plaquettes dont la composition est mesurée à l'aide d'une microsonde électronique.

Les plaquettes de composition désirée sont alors soumises à un traitement thermique permettant d'obtenir une jonction p-n, grâce à une modification locale du rapport des concentrations lacunes de mercure- atomes de mercure en site interstitiels (14) Il est à peu près reconnu désormais que les atomes de mercure en position interstitielle agissent comme donneurs alors que les atomes de mercure agissent comme accepteurs.

Il est ainsi possible de créer des dopages p ou n en faisant subir au composé des traitements thermiques appropriés sous pression de mercure. (13)

Signalons simplement que la technique utilisée (14) permet uniquement la préparation de jonctions du type "n sur p".

Les échantillons (15) ainsi diffusés sont amincis mécaniquement à une épaisseur de l'ordre de $150\ \mu$ (la profondeur de diffusion est de l'ordre de $50\ \mu$) et découpés en éléments détecteurs de quelques centaines de microns de côté. Chaque élément, sur lequel deux contacts ont été soudés, est soumis à un décapage chimique qui a pour effet de:

- nettoyer parfaitement les bords de la jonction qui ont été profondément perturbés par le découpage;
- amincir au maximum l'épaisseur de la zone p de façon à optimiser le rendement quantique.

Ce décapage chimique se traduit par une augmentation de l'impédance shunt du détecteur. L'optimisation de l'épaisseur de la zone p est très difficile à réaliser, car la position de la jonction est mal connue et que cette épaisseur doit être de l'ordre d'une dizaine de microns.

En général cet ajustage est fait par approximations successives en observant l'augmentation du courant de court-circuit de la diode au fur et à mesure des décapages chimiques.

Les diodes ainsi traitées sont alors collées sur un support de cuivre (figure 1.10) et montées à l'intérieur d'un cryostat métallique ou éventuellement d'un cryostat de verre (figure 1.11).

I.6 - Caractéristiques des détecteurs (16) (17)

I.6.1 - Caractéristique courant tension

Les caractéristiques courant tension des détecteurs photovoltaïques $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$ sont très influencées par le décapage chimique et par la propreté des surfaces de la diode. La résistance inverse de la diode peut atteindre 100 K Ω mais les valeurs moyennes se situent dans la gamme 1 à 10 K Ω .

Les résistances séries mesurées à fort courant sont généralement de l'ordre de 5 à 10 Ω .



Fig.1.10 - Diode montée sur son support



Fig.1.11 - Cryostat métallique et cryostat en verre utilisés pour le montage des détecteurs

La figure 1.12 montre quelques caractéristiques typiques de ces détecteurs.

I.6.2 - Défectivité

Les détectivités spectrales maximales mesurées (figure 1.13) sont situées entre $3 \cdot 10^{10}$ et $5 \cdot 10^{10}$ $\text{cm Hz}^{\frac{1}{2}} \text{W}^{-1}$, pour des surfaces inférieures à $0,10 \text{ mm}^2$ et un angle de vue de 30° . Les détectivités moyennes étant néanmoins situées entre $5 \cdot 10^9$ et 10^{10} $\text{cm Hz}^{\frac{1}{2}} \text{W}^{-1}$.

Ces mesures sont effectuées au corps noir modulé à 1800 Hz, le détecteur n'étant pas polarisé.

La chaîne de mesure électrique comprend un préamplificateur à faible bruit et un analyseur de spectre de 6 Hz de bande passante.

Les courants de court-circuit sous éclairnement par le fond ambiant sont de l'ordre de $10 \text{ } \mu\text{A}/\text{mm}^2$.

I.6.3 - Rendement quantique

Le rendement quantique défini par l'équation 1.11 peut être exprimé à l'aide du rapport entre le nombre de photoélectrons traversant la jonction N_e et le nombre N_λ de photons arrivant sur le détecteur.

$$\eta = \frac{N_e}{N_\lambda}$$

Le nombre d'électrons traversant la jonction est mesuré à partir du courant débité I par le détecteur dans une charge R_L . Une partie du courant délivré par la jonction étant dérivé dans la résistance shunt R_p du détecteur, nous devons écrire:

$$N_e = \frac{I}{q} \left(1 + \frac{R_L}{R_p} \right)$$

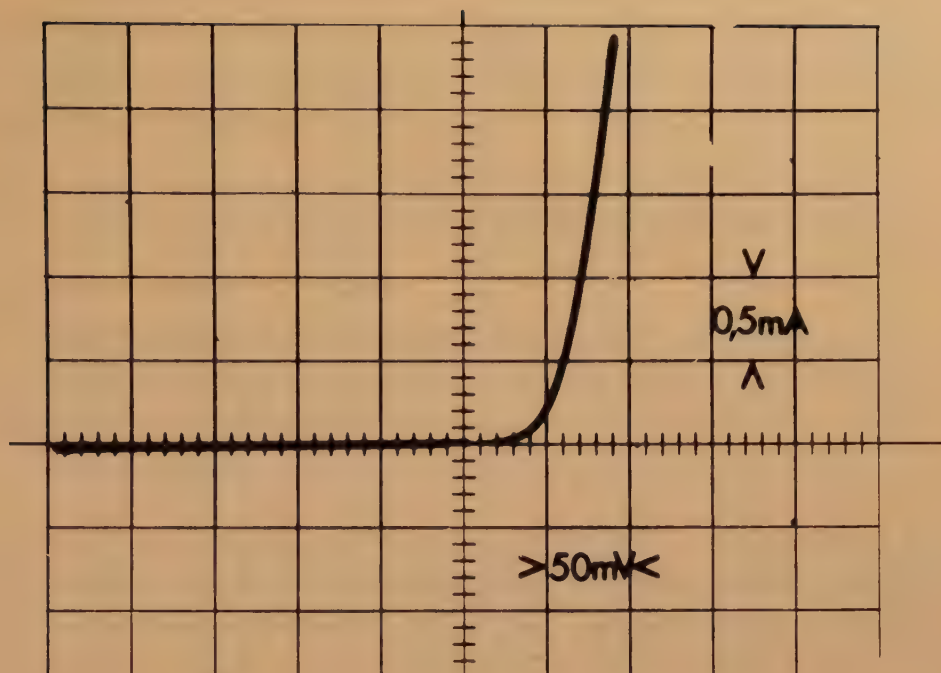


Fig.1.12 - Caractéristique courant-tension d'un détecteur

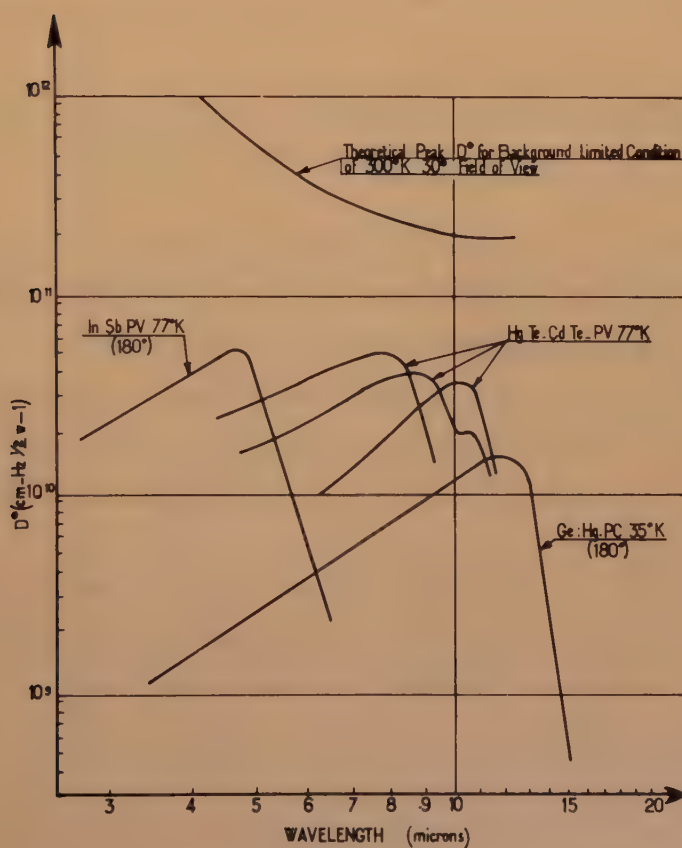


Fig.1.13 - Détectivité spectrale de quelques détecteurs photovoltaïques $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$ comparés aux détecteurs $\text{InSb}^x(\text{PV})_{1-x}$ et Ge-Hg-PC

Le nombre de photon est déterminé à partir des caractéristiques photométriques de la source, du filtre utilisé et de l'angle solide sous lequel le détecteur est vu de la source.

Quatre types de sources peuvent être utilisés pour cette mesure:

- un corps noir à 873°K
- un corps noir à 873°K filtré
- le fond ambiant à 290°K
- un laser stabilisé à 10,6 μm

Les trois premières sources permettent de mesurer le rendement quantique en fonction de la longueur d'onde, la quatrième est limitée à une seule longueur d'onde: 10,6 μm , mais rend possible la mesure sous fort éclairage, donc dans des conditions voisines de celles de la détection hétérodyne.

Nous avons observé trois types de résultats au cours de l'évolution technologique des détecteurs.

Dans un premier lot de détecteurs; les valeurs du rendement quantique étaient inférieures à 10%.

Le coefficient d'absorption à 10,6 μm du matériau de composition $x = 0,18$ étant de l'ordre de 10^{+3} cm^{-1} et les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires étant faibles (quelques microns à une dizaine de micron): on peut estimer qualitativement que les résultats sont en accord avec la théorie du paragraphe 1.3.4 et avec les courbes de la figure 6 tracées pour $m \sim 0,2$ à $0,5$.

De plus, parmi ce premier lot figure un détecteur rapide pour lequel nous avons pu estimer la durée de vie des porteurs minoritaires et en déduire la longueur de diffusion.

Un deuxième lot de détecteurs présente des valeurs de rendement quantique plus élevées: entre 10 et 30%. Ce résultat n'est plus en accord avec la théorie précédente et deux hypothèses sont envisagées:

- soit une augmentation des longueurs de diffusion et par suite une augmentation de la durée de vie, ce qui nuit à la rapidité du détecteur;

- soit l'existence d'un champ électrique dû aux inhomogénéités du matériau et qui contribuerait à améliorer la collection des porteurs.

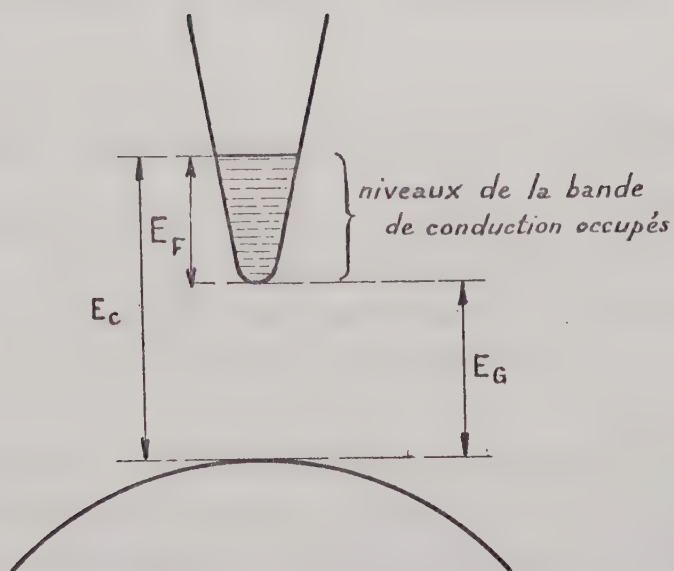
Cette seconde hypothèse est difficile à vérifier rigoureusement à cause de l'inhomogénéité du matériau, de l'épaisseur variable de la zone p et de l'incertitude importante sur les profils de dopage.

Le troisième type de résultat correspond à des détecteurs éclairés par la face n.

Les rendements quantiques mesurés sont alors de l'ordre de 20% et peuvent atteindre des valeurs plus importantes. La face n se comporte comme une fenêtre transparente aux longueurs d'onde voisines du gap et comme un matériau opaque pour les longueurs d'onde plus courtes. On a ainsi un "effet photovoltaïque à fenêtre" (18) (figure 1.14) dû à l'effet Burstein Moss induit par le dopage n de la jonction dans une bande de conduction à très faible masse effective: ($m_n = 0,009 m_0$ pour $\mathcal{E}_g = 0,1$ eV). Dans ces conditions les photons sont absorbés dans la zone de charge d'espace d'où un rendement quantique élevé et une grande rapidité; de plus le rendement quantique varie avec la polarisation inverse (voir Annexe A).

I.6.4 - Multiplication

Pour les détecteurs des deux premiers lots le rendement quantique mesuré varie peu avec la polarisation inverse. Nous avons cependant observés sur quelques détecteurs un phénomène d'avalanche se tradui-



$$h\nu > E_c \quad \text{absorption}$$

$$h\nu < E_c \quad \text{pas d'absorption}$$

Figure 1.14

Effet de fenêtre de la partie n d'une
jonction p-n à faible gap dans Hg Cd Te

A 77°K; si $E_g = 100 \text{ meV}$ et $n_0 = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

$$E_F = 55 \text{ meV}$$

D'après référence (18)

sant par une résistance dynamique inverse négative et par une multiplication importante au voisinage de $-2,5$ V.

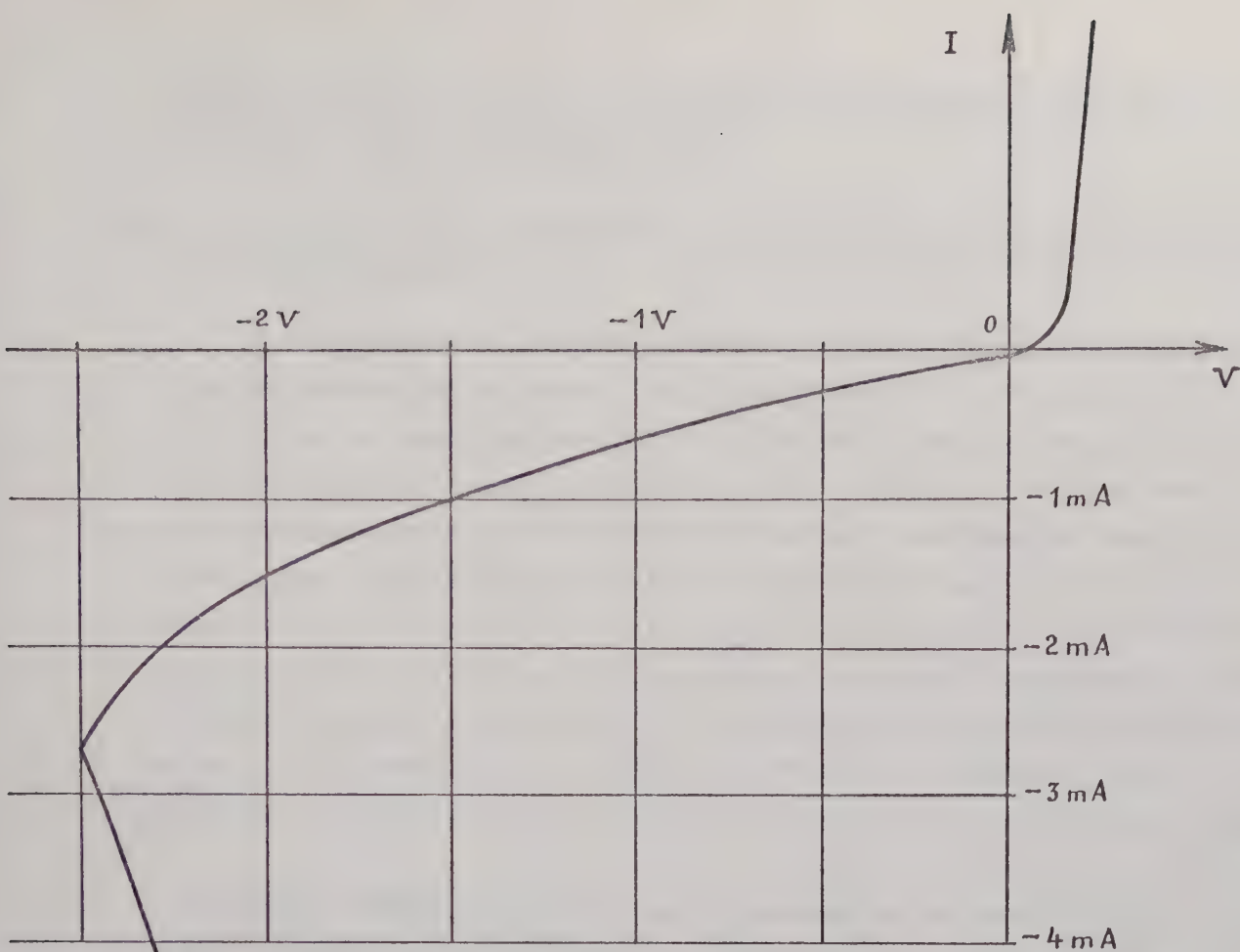
La figure 1.15 représente la caractéristique inverse et le coefficient de multiplication mesurés sur l'un de ces détecteurs. Ce phénomène était espéré par suite du faible gap du matériau et montre qu'il serait possible de réaliser des photodiodes à avalanche $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x} \text{Te}$.

I.7 - Conclusions : Améliorations possibles du rendement quantique

L'amélioration du rendement quantique des détecteurs éclairés par la face p semble particulièrement délicate, hormis le traitement anti-reflet de la surface qui permettra de gagner 30 % environ de la valeur actuelle des rendements quantiques.

L'utilisation de matériau dont la composition correspond à des longueurs d'ondes de pics de l'ordre de 11 à 11,5 microns permettra d'augmenter sensiblement le rendement quantique par suite de la valeur plus élevée du coefficient d'absorption, mais les résultats seront difficiles à optimiser.

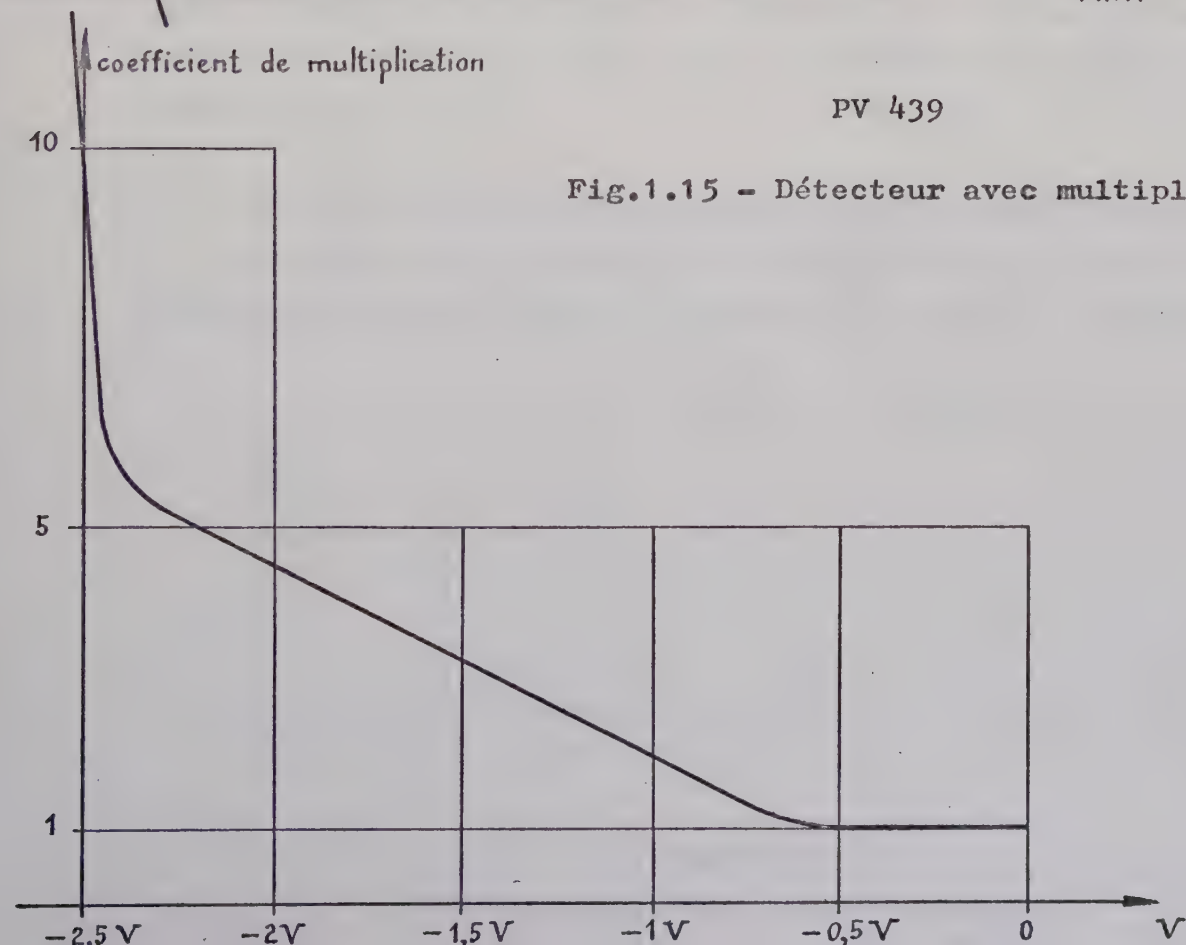
En revanche, les détecteurs éclairés par la face n avec effet de fenêtre présentent des valeurs de rendement quantique élevées et de plus, elles augmentent avec la polarisation inverse de la diode (voir annexe A). Aussi l'amélioration de la caractéristique diode par l'utilisation d'une technologie planar, nous permettra d'obtenir simultanément un rendement quantique élevé et un effet de multiplication. Cet accroissement de la sensibilité présentera un intérêt considérable pour l'utilisation du détecteur.



coefficient de multiplication

PV 439

Fig.1.15 - Détecteur avec multiplication



II - REPONSE EN FREQUENCE DES DETECTEURS PHOTOVOLTAIQUES AU TELLURE DE MERCURE - TELLURE DE CADMIUM

II.1 - Introduction - Fréquence de coupure active et fréquence de coupure passive

Les détecteurs photovoltaïques sont particulièrement adaptés à la détection de signaux optiques modulés à fréquence élevée: car contrairement aux dispositifs photoconducteurs, leur temps de réponse peut être rendu inférieur à la durée de vie des porteurs, d'où simultanément une grande sensibilité et une grande rapidité. Cependant deux types de limitation doivent être envisagés dans l'étude de la fréquence de coupure d'un dispositif photovoltaïque. La limitation apportée par les éléments passifs du circuit équivalent au détecteur, en particulier la capacité de jonction (fréquence de coupure passive) et celle apportée par la durée de vie des porteurs libres et par leur temps de transit dans le matériau (fréquence de coupure active).

Dans l'état actuel de la technologie de ces diodes, la limitation la plus basse est due aux éléments du schéma équivalent, aussi nous avons cherché, avant tout, à augmenter la fréquence de coupure passive f_{cp} .

II.2 - Analyse du schéma équivalent d'un détecteur photovoltaïque (19)

La réponse en fréquence d'une photodiode peut être décrite par l'utilisation d'un schéma équivalent représenté à la figure 2.1.

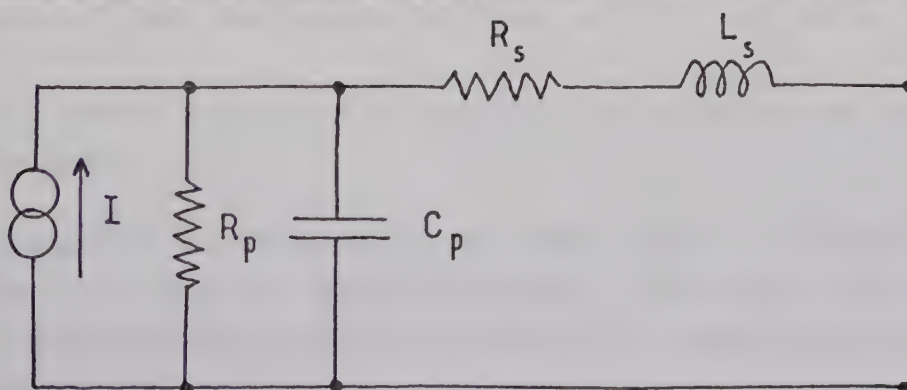


Figure 2.1

Schéma équivalent d'une photodiode

Pour des puissances de signal infra-rouge faibles entraînant des excursions de tension et de courant faibles devant les mêmes grandeurs statiques de polarisation, les valeurs des éléments du schéma équivalent sont constantes et ne dépendent que des conditions de polarisation électrique.

Ce schéma équivalent comprend:

- Un générateur de courant I_s représentant la conversion photons $\rightarrow$ paires électron-trou dans le semi-conducteur; Ce générateur délivre un courant à la fréquence de modulation du signal infra-rouge détecté. L'amplitude de ce courant est proportionnelle à la puissance du signal infra-rouge, mais dépend de la géométrie de la diode et de la durée de vie des porteurs; sa fréquence de coupure que nous appelons "fréquence de coupure active" f_{co} sera étudiée théoriquement dans un paragraphe suivant.

- Deux éléments shunts: une conductance G_p représentant les fuites sur les bords de la jonction et capacité C_p ; capacité de jonction de la diode.

Ces deux éléments dépendent de la tension de polarisation inverse de la diode.

- Deux éléments séries: une résistance R_s représentant la chute ohmique dans les zones n et p du détecteur extérieures à la jonction et dans les contacts; une self de connexion L_s .

Ce schéma permet de déterminer la fréquence de coupure passive du détecteur.

Cependant le montage du détecteur dans le cryostat modifie cette fréquence de coupure; nous étudierons l'influence des éléments parasites et nous chercherons à les réduire de façon à améliorer la fréquence de coupure passive.

II.2.1 - Réponse en fréquence du réseau équivalent au détecteur

Nous désignerons par R_e la résistance de charge du détecteur, celle-ci sera en général l'impédance d'entrée du préamplificateur. Nous supposons qu'il s'agit d'une résistance pure et nous choisirons le plus souvent 50 Ω . Cette valeur étant d'une part l'impédance caractéristique des câbles coaxiaux de liaison et d'autre part, l'impédance d'entrée des récepteurs sélectifs avec lesquels nous effectuons les mesures.

La puissance P_e délivrée par le détecteur à la résistance de charge R_e s'écrit en fonction des éléments du schéma équivalent et de la pulsation ω de modulation du rayonnement infra-rouge éclairant le détecteur:

$$P_e = R_p |I(\omega)|^2 \frac{R_e R_p}{(R_s + R_p + R_e)^2} \cdot \frac{1}{\left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^4 + 2(2\xi^2 - 1)\left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 + 1} \quad (2-1)$$

En posant

$$\omega_n^2 = \omega_0^2 + \frac{1}{\tau_s \tau_p}$$

$$\xi = \frac{\omega_n}{2} \cdot \frac{\tau_s + \tau_p}{1 + \tau_s \tau_p \omega^2}$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_s C_p}$$

pulsation de résonance des éléments

$$\tau_s = \frac{L_s}{R_s + R_e}$$

constante de temps série

$$\tau_p = R_p C_p$$

constante de temps shunt

Les pulsations de coupure ω_{cp} et de résonance ω_r s'expriment en fonction de ω_n et ξ par:

$$\omega_{cp} = \omega_n \sqrt{-(2\xi^2 - 1) + \sqrt{1 + (2\xi^2 - 1)^2}} \quad (2-2)$$

$$\omega_r = \omega_n \sqrt{1 - 2\xi^2} \quad \text{si} \quad \xi < \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2-3)$$

Dans ce cas le coefficient de surtension du circuit est:

$$Q = \frac{1}{1 - (2\xi^2 - 1)^2}$$

L'augmentation de la fréquence de coupure active s'obtient en réduisant la capacité de jonction C_p et en diminuant la self de connexion L_s .

La réduction de la capacité de jonction est obtenue par la polarisation inverse de la diode et par la diminution de la surface du détecteur. Seulement la diminution de la surface du détecteur est limitée par la dimension de la tache de diffraction du rayonnement à détecter (en général 100 à 200 μm). La diminution de la self est obtenue en réduisant la longueur des connexions entre le détecteur et la fiche coaxiale de sortie.

II.2.2 - Mesure des éléments du schéma équivalent

Les éléments du schéma équivalent sont mesurés sur des ponts d'impédances, à la fréquence de 1 MHz et pour différentes valeurs de la tension de polarisation inverse et pour un point de polarisation directe.

- Mesure des éléments série

Cette mesure est effectuée au "R-X meter de la Beonton Corporation ou au pont Général Radio 1606 A à 1 MHz, le détecteur étant polarisé dans le sens direct par un courant d'une dizaine de milliampères.

Une méthode supplémentaire, utilisée lorsque la résistance parallèle et la capacité sont élevées, consiste à mesurer l'impédance du circuit équivalent à une fréquence suffisamment élevée pour que les éléments parallèles n'interviennent plus.

Nous déduisons de ces mesures les valeurs de la résistance série et de la self de connexion.

- Mesure des éléments shunt

Les détecteurs dont la capacité de jonction est supérieure à 20 pF sont mesurés au pont "Général Radio 1606 A" et les autres au "R-X meter de la Boonton Corporation".

Ces mesures effectuées pour plusieurs valeurs de la tension de polarisation inverse nous permettent de déduire les valeurs de la capacité de jonction et de la conductance shunt du détecteur, ainsi que les variations de ces deux éléments en fonction de la tension de polarisation. Ces courbes nous renseignent sur le profil de dopage de la jonction.

- Tracé de la caractéristique courant tension

Ce tracé permet de confronter les mesures des résistances série et shunt du détecteur avec les valeurs de la pente des tangentes à la caractéristique courant-tension aux différents points de polarisation.

D'autre part, en présence d'un éclaircissement laser important il est plus commode de déduire la valeur de la résistance shunt du détecteur de sa caractéristique courant-tension que d'effectuer la mesure au pont d'impédance.

II.2.3 - Calcul de la réponse en fréquence du réseau équivalent

Nous désignerons par $r(f)$ l'expression:

$$r(f) = \frac{1}{\left(\frac{f}{f_n}\right)^4 + 2(2\xi^2 - 1)\left(\frac{f}{f_n}\right)^2 + 1} \quad (2-4)$$

qui traduit la courbe de réponse en fréquence du réseau équivalent.

Cette expression ainsi que la fréquence de coupure, la fréquence de résonance et la surtension sont calculées avec l'aide d'un calculateur digital de bureau *

Le programme établi pour ces calculs réalise les étapes suivantes:

- entrée des valeurs des éléments du schéma équivalent
- calcul de f_{cp} , f_r , Q ,
- entrée d'une fréquence
- calcul de $r(f)$

Le tracé des courbes de réponse en fréquence du réseau équivalent est effectué pour différentes valeurs de la tension de polarisation inverse.

Quelques courbes parmi les plus caractéristiques sont données à la figure 2.2.

On peut remarquer l'influence importante de la tension de polarisation inverse sur la fréquence de coupure, ceci étant lié à la variation de la capacité avec la tension. De plus on observe une résonance due à la self de connexion.

II.3 - Lois de variation des éléments shunts en fonction de la tension de polarisation inverse

II.3.1 - Résultats des mesures

Les mesures et le tracé des courbes $G_p(V_0)$ et $C_p(V_0)$ ont été effectuées sur plusieurs détecteurs et au fur et à mesure de leur évolution technologique (figure 2.3).

* Hewlett Packard 9100 A

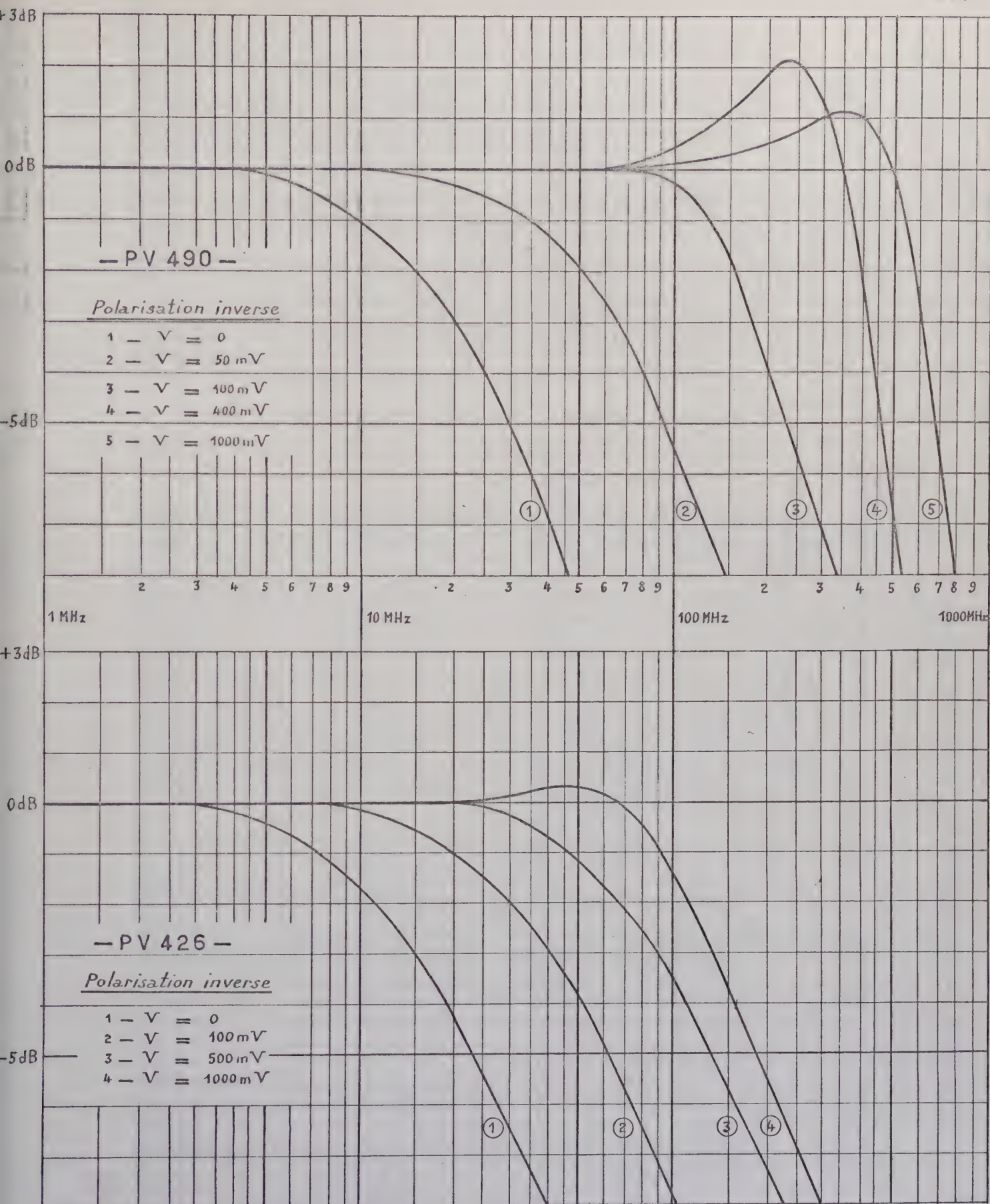
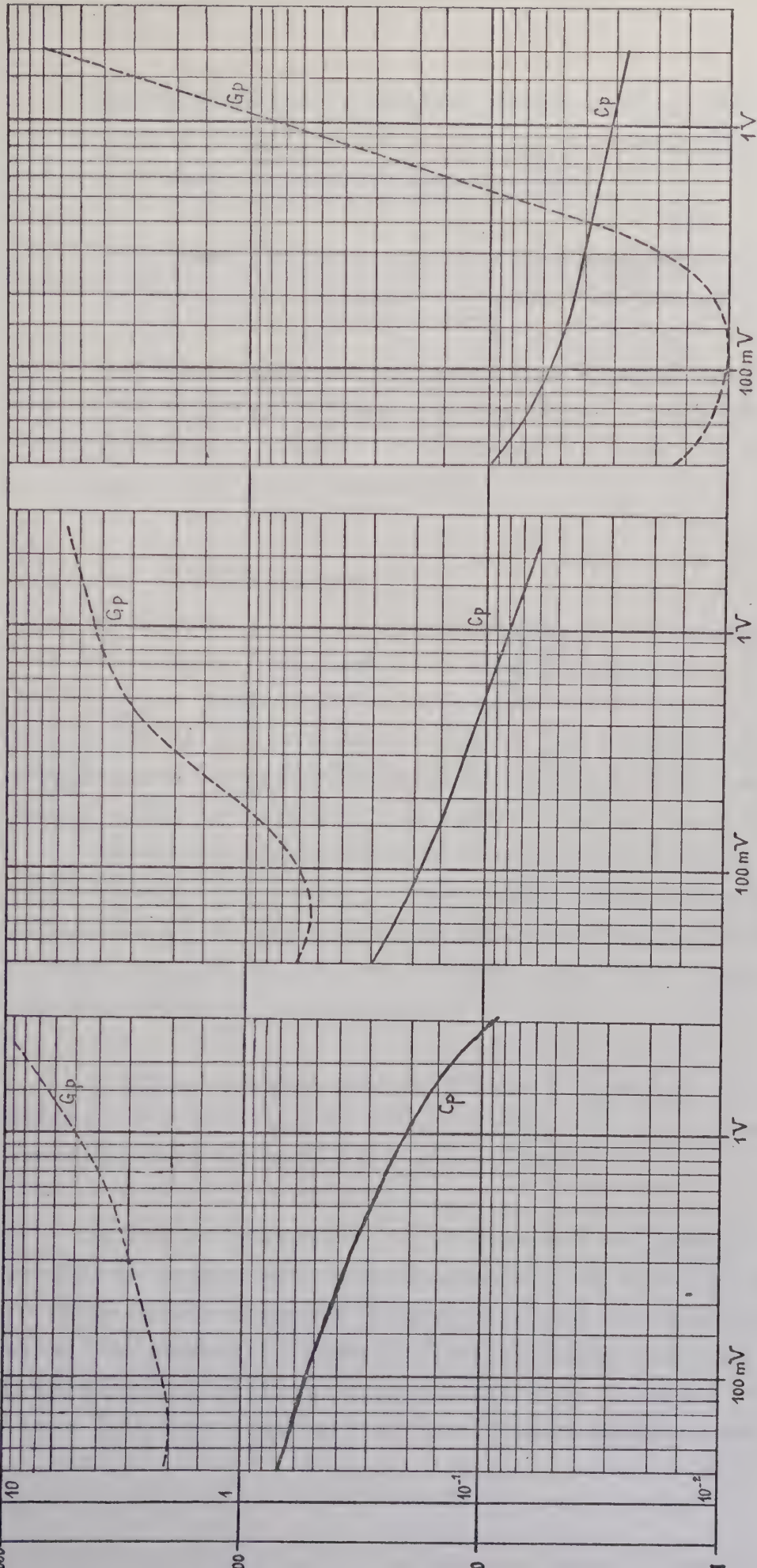


Figure 2.2 - Courbe de réponse en fréquence du réseau équivalent de deux détecteurs

C_p en pF

G_p en mS



PV 426

Polarisation inverse

PV 473

PV 499

Surface : 0,25 mm²

Surface : 0,063 mm²

Surface : 0,14 mm²

Figure 2-3

Courbes de variation des éléments shunts G_p et C_p du réseau équivalent à la photodiode en fonction de la polarisation inverse

En particulier la qualité technologique de la diode influence notablement la loi de variation de la conductance shunt en fonction de la tension de polarisation inverse.

Certaines diodes présentent des lois de variation quadratiques dans un domaine de tension s'étendant de 200 mV à 1 V.

Les courbes de variation de la capacité de jonction en fonction de la polarisation présentent une pente voisine de $1/3$ en échelles logarithmiques jusqu'à 1 V environ. Au delà, la capacité diminue avec une pente plus importante.

II.3.2 - Interprétations

La variation et la faible valeur des résistances shunt mesurées sur ces diodes, semblent être dues à des micro claquages sur les bords de la jonction. Des essais de technologie planar utilisant un masque de SiO_2 ont montré que si les bords de la jonction sont, placés dans un milieu à champ électrique de rupture élevé la résistance shunt de la diode est plus élevée et varie peu.

Cependant l'hypothèse de l'avalanche et du claquage en volume ne doit pas être exclue, compte tenu des observations faites sur un détecteur et du faible gap du matériau. Ce phénomène pouvant être masqué sur les détecteurs à faible résistance shunt par le claquage sur les bords de la jonction.

De plus, compte tenu du dopage faible des zones n et p de ces diodes, l'apparition de zones dépeuplées n'est pas impossible et contribuerait au phénomène d'avalanche.

La loi de variation de la capacité de jonction, montre que le profil de dopage est du type graduel. Ce résultat est en accord avec le mode de formation de la jonction par diffusion, qui établit un profil exponentiel, pouvant être assimilé dans une certaine région à un profil linéaire. L'augmentation de la pente de la caractéristique $C_p(V_0)$ est due au fait que l'approximation du profil linéaire

n'est plus valable et qu'il faut tenir compte de la courbure du profil de dopage. Il ne nous a pas été possible de vérifier cette hypothèse par une mesure directe du profil de dopage.

II.4 - Mesure du temps de réponse (20)

La mesure directe du temps de réponse (figure 2.4) est effectuée en observant sur l'écran d'un oscilloscope à échantillonnage le courant débité par le détecteur dans une impédance de 50 Ω , lorsque celui-ci est éclairé par une impulsion infra-rouge de courte durée et de temps de montée très bref.

Les impulsions infra-rouge sont produites par un modulateur électrooptique, excité par un générateur d'impulsions haute tension, et placé devant un laser continu à gaz carbonique. Le principe de ce modulateur à arséniure de gallium est décrit dans le paragraphe Annexe B. Le rayonnement polarisé rectilignement émis par le laser passe à travers le cristal et dans une lame de germanium à l'incidence de Brewster constituant un analyseur dont l'orientation est croisée avec celle du Laser.

En l'absence de tension de modulation l'arséniure de gallium est isotrope et l'intensité transmise est nulle. L'application d'une impulsion haute tension au cristal d'As Ga induit une birefringence, la polarisation du rayonnement sortant est elliptique, l'analyseur en transmet une partie selon la relation:

$$T = T_{\max} \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V}{V_m}\right)$$

où V est la tension appliquée.

V_m la tension donnant la transmission maximale.

L'impulsion infra-rouge à 10,6 μ est focalisée sur la surface sensible du détecteur par une lentille en sel gemme.

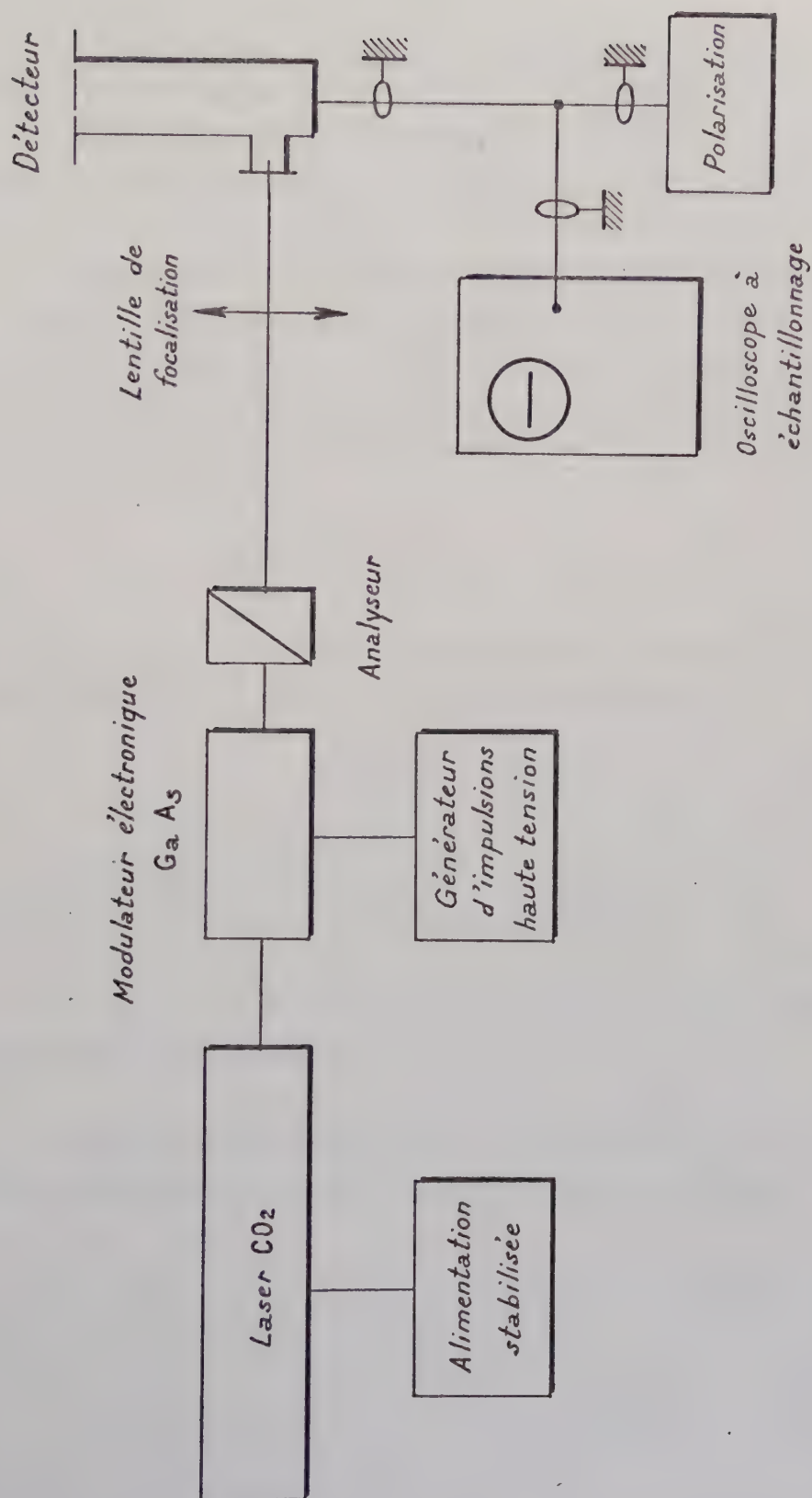


Figure 2-4-

Schéma du banc de mesure de la réponse impulsionnelle d'une photodiode

La sortie du détecteur est reliée par l'intermédiaire d'un Té de polarisation à l'oscilloscope.

Le générateur fournit des impulsions de 1500 V d'amplitude crête, de 40 ns de durée et 0,5 ns de temps de montée. Compte tenu de la caractéristique quadratique du modulateur, l'impulsion infra-rouge possède un temps de montée de l'ordre de 0,7 ns.

Pour certaines mesures il est nécessaire de tenir compte de ce temps de montée et d'effectuer une correction. En appelant t_i le temps de montée de l'impulsion infra-rouge; t_d le temps de montée du détecteur et t_m le temps de montée mesuré sur l'oscilloscope; la relation entre ces 3 grandeurs en l'absence de dépassement s'écrit de façon approchée:

$$t_m^2 = t_d^2 + t_i^2$$

Le temps de réponse du détecteur est lié à sa fréquence de coupure globale f_c par la relation approchée:

$$f_c \cdot t_d \simeq 0,45$$

Cette mesure permet donc de donner un ordre de grandeur de la fréquence de coupure globale du détecteur.

La figure 2.5 représente quelques photographies typiques de temps de montée mesuré.

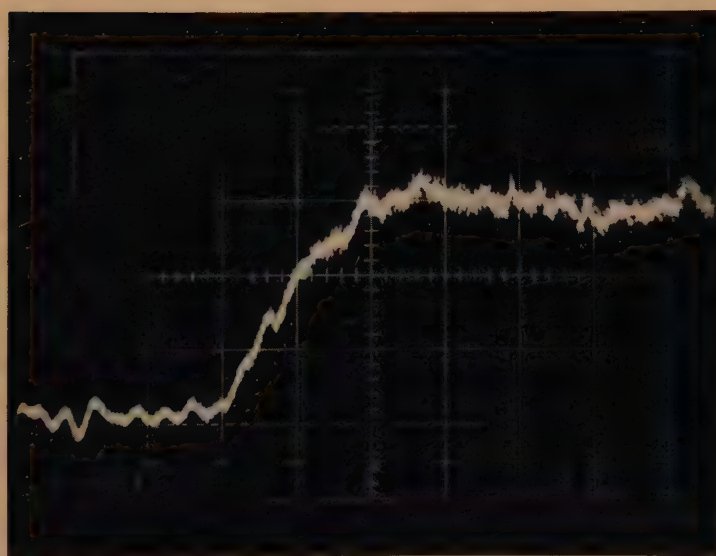
Certains détecteurs, tel que le PV 499 ont un temps de montée très voisin de celui de l'impulsion infra-rouge.

En tenant compte de la correction de temps de montée de l'impulsion on trouve pour ce détecteur

$$t_d \simeq 1,1 \text{ ns}$$



PV 499 - $V = -1V$; charge 50Ω
 1 ns/cm



PV 490 - $V = -0,85V$; charge 50Ω
 2 ns/cm

Figure 2.5 - Photographies de temps de
 montée de deux détecteurs

Soit une fréquence de coupure

$$f_c \approx 400 \text{ MHz}$$

Cette valeur est confirmée par la mesure de la réponse en fréquence de ce détecteur lorsque celui-ci est placé dans un cryostat classique. Cette méthode de mesure simple et rapide donne de bons résultats pour les détecteurs montés en cryostat classique ($f_c \leq 400 \text{ MHz}$). Cependant l'analyse harmonique est souvent préférable si l'on désire des renseignements précis sur la réponse en fréquence (résonance en particulier).

II.5 - Mesure de la réponse en fréquence

II.5.1 - Banc de mesure (21)

Le banc de mesure de la réponse en fréquence des détecteurs est un ensemble complet émetteur-récepteur à $10,6 \mu\text{m}$, il comprend: (voir figure 2.6):

- un laser CO₂ continu
- un modulateur électrooptique à onde progressive (fréquence de coupure très élevée)
- un générateur de puissance HF
- un générateur BF
- un atténuateur variable
- le détecteur à mesurer placé au foyer d'une lentille en sel gemme
- un té de polarisation et de séparation des signaux BF et HF
- un récepteur sélectif précédé d'un commutateur coaxial

Le faisceau laser est modulé en intensité simultanément en basse fréquence et en haute fréquence - ce qui permet par un filtrage approprié à la réception de comparer la réponse du détecteur à la fréquence de mesure avec sa réponse en basse fréquence.

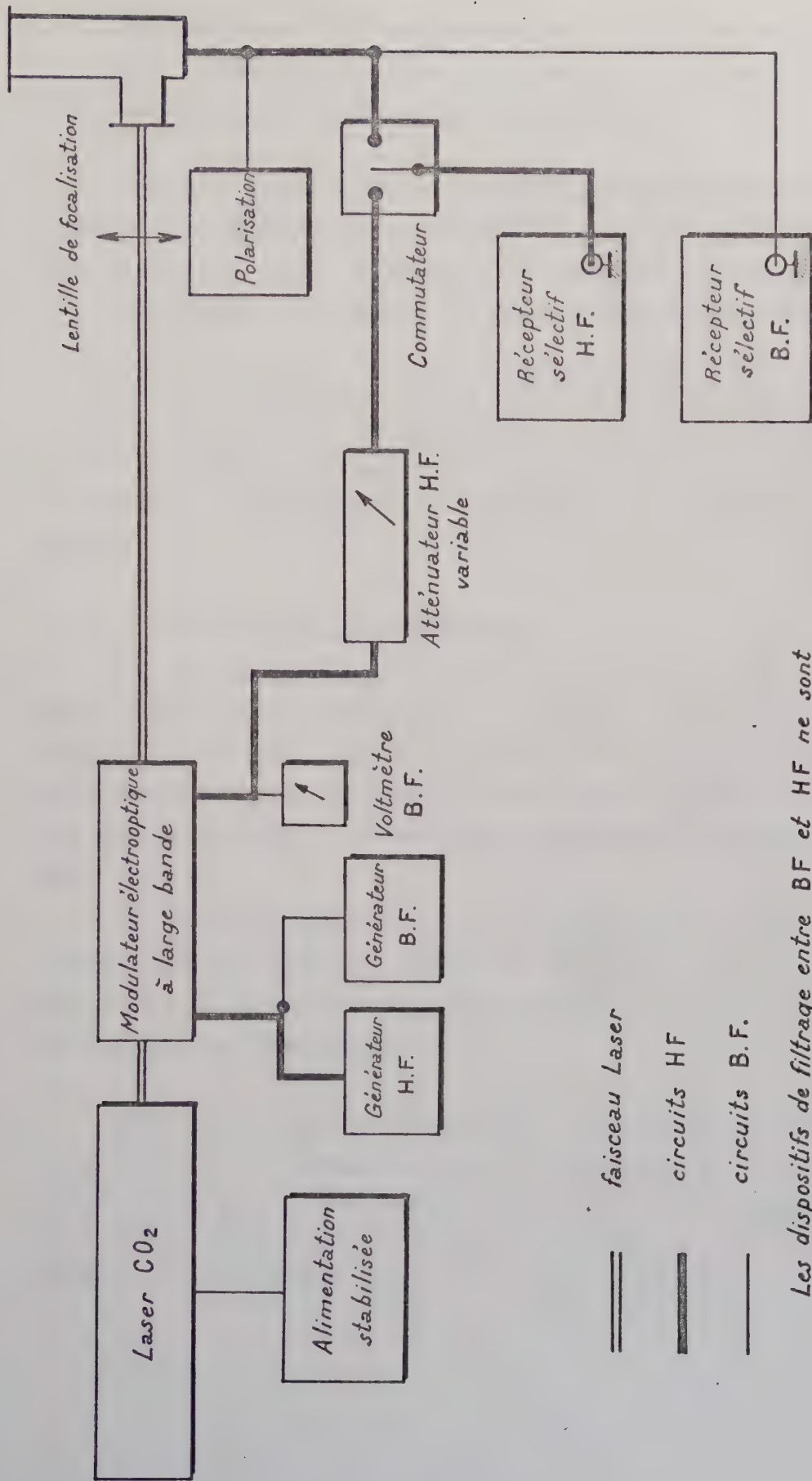


Figure 2-6-

Schéma du banc de mesure de la réponse en fréquence d'une photodiode

Par ailleurs la comparaison du signal HF détecté avec le signal modulant atténué permet de s'affranchir des variations de puissance du générateur en fonction de la fréquence.

Cette méthode présente cependant un inconvénient majeur, car on effectue la mesure de la courbe de réponse en fréquence résultante du modulateur et du détecteur. Il serait donc souhaitable de connaître précisément la courbe de réponse en fréquence du modulateur.

L'étude théorique de ce problème, ainsi que les mesures électriques et optiques montrant que le modulateur à onde progressive utilisé permet de mesurer avec une précision acceptable la courbe de réponse en fréquence du détecteur, est abordée au paragraphe annexe.

II.5.2 - Résultats expérimentaux

La figure 2.7 montre les courbes de réponse en fréquence de deux détecteurs à fréquence de coupure relativement basse. Ces courbes sont très voisines de celles calculées à partir de la mesure des éléments du réseau équivalent. La surtension observée est due à la self de connexion importante du montage dans le cryostat.

Ces courbes montrent que la durée de vie des porteurs minoritaires ainsi que les effets de temps de transit sont négligeables vis-à-vis de l'influence de la capacité de jonction sur la courbe de réponse en fréquence.

Par contre sur la figure 2.8, la courbe de réponse en fréquence du détecteur PV 499 ne suit pas la réponse du réseau équivalent et présente un pic d'absorption à 470 MHz. Pour expliquer ce phénomène nous avons analysé le montage du détecteur dans son cryostat pour en déduire un schéma équivalent plus complexe.

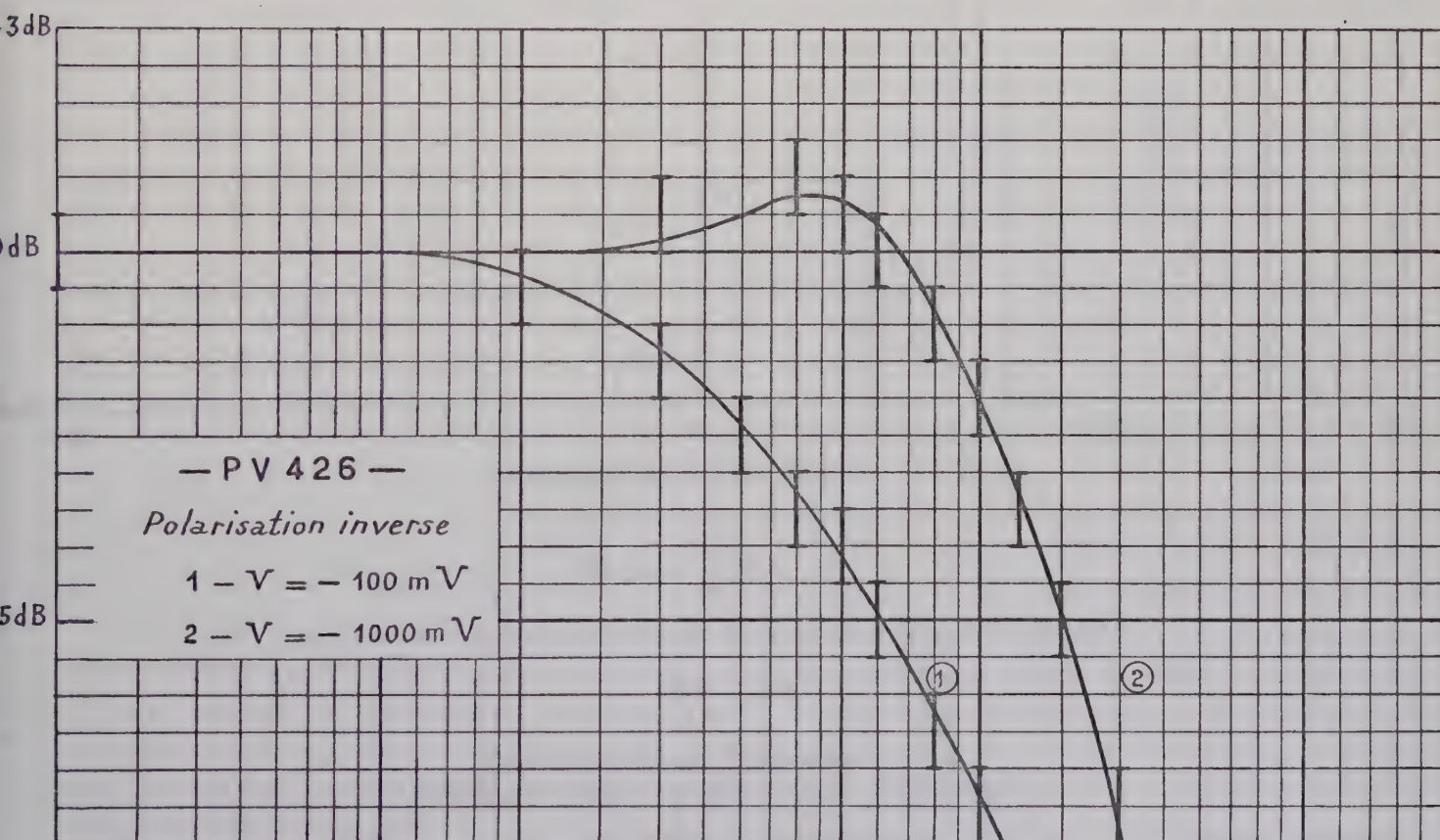
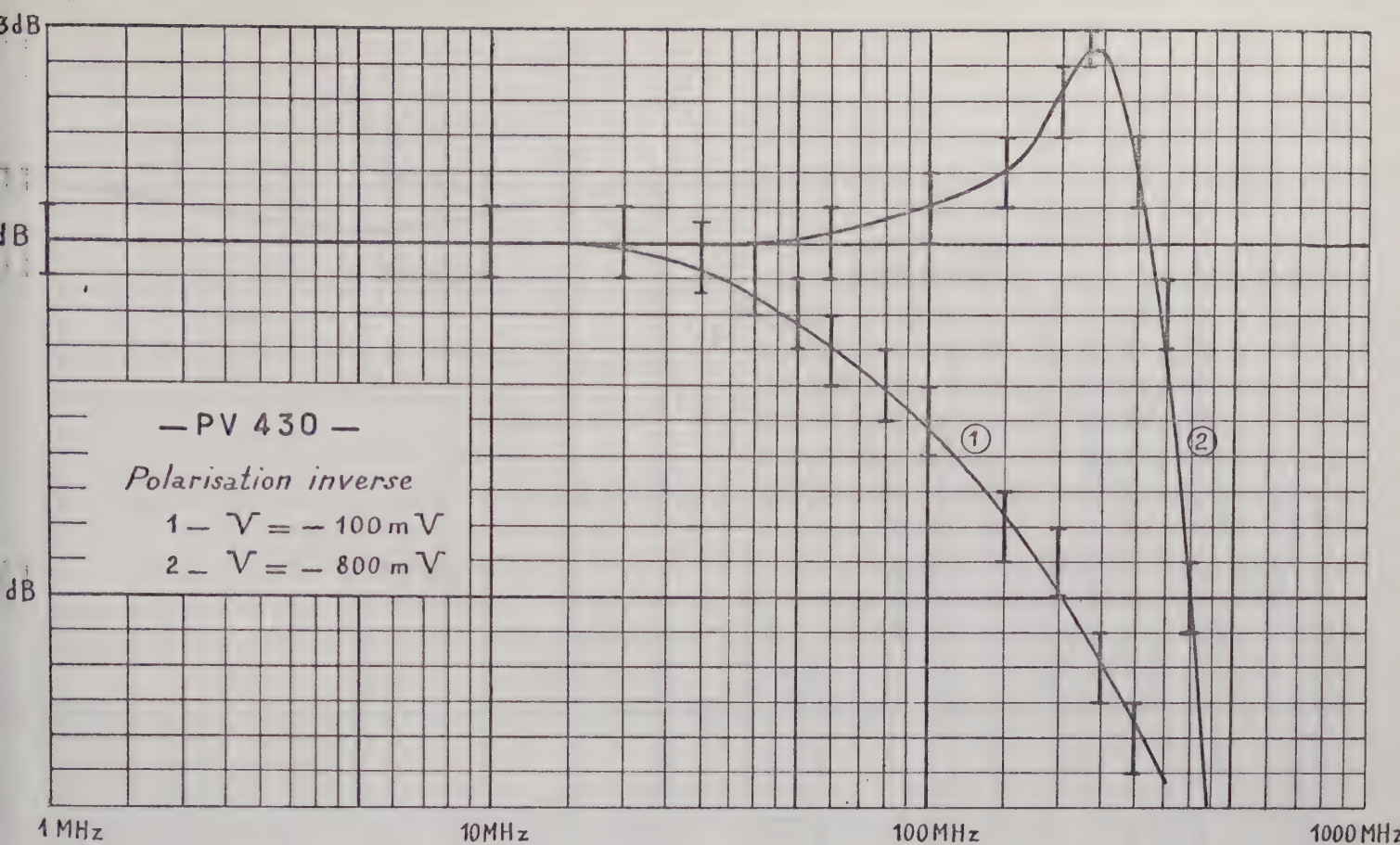


Figure 2-7- Courbe de réponse en fréquence
 de deux détecteurs

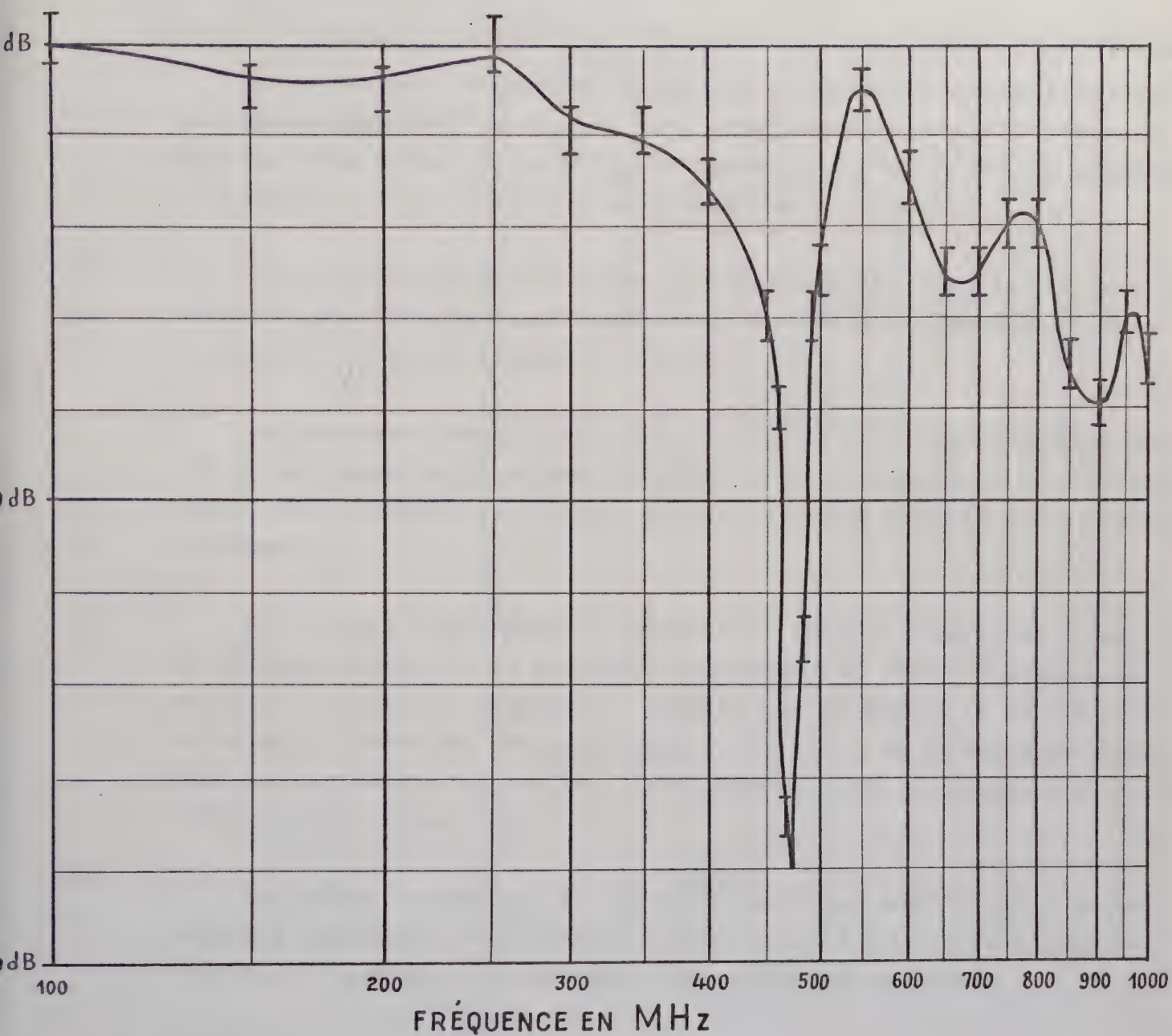


Figure 2-8-

Courbe de réponse en fréquence du détecteur

PV 499

Polarisation inverse - 1V.
Montage dans le cryostat classique

II.6 - Etude du montage dans le cryostat métallique

II.6.1 - Mesure de l'impédance du détecteur monté dans le cryostat

Le détecteur étant monté dans son cryostat métallique suivant le schéma indiqué à la figure 2.9, nous avons mesuré l'impédance, dans le plan de la perle de verre assurant l'étanchéité du cryostat, en fonction de la fréquence entre 100 MHz et 1000 MHz.

Ces mesures effectuées sur un détecteur pour une polarisation nulle et une polarisation inverse de -800 mV sont portées sur des diagrammes de smith (figures 2.10 et 2.11).

La première constatation que l'on peut faire sur ces diagrammes est la présence de plusieurs fréquences de résonance et d'antirésonance. Or le schéma équivalent du détecteur ne prévoit qu'une seule résonance.

Aux basses fréquences le détecteur, doit se comporter comme un élément capacitif et en haute fréquence, la self de connexion augmente l'impédance apparente, tandis que la capacité de jonction se comporte comme un court-circuit, donc c'est un élément selfique dont la partie réelle est R_s . Ce comportement théorique est représenté sur la figure 2.12.

Le schéma équivalent de la diode seule ne suffit pas à représenter l'impédance de l'ensemble détecteur et cryostat. Il existe donc des éléments parasites introduits par le cryostat.

II.6.2 - Schéma équivalent du cryostat

Pour étudier le comportement du cryostat en fonction de la fréquence, nous avons remplacé le détecteur par une résistance de 50Ω miniature possédant un T.O.S. $< 1,05$ jusqu'à 1000 MHz.

— ECH. 1/1 —

— ECH. 2/1 —

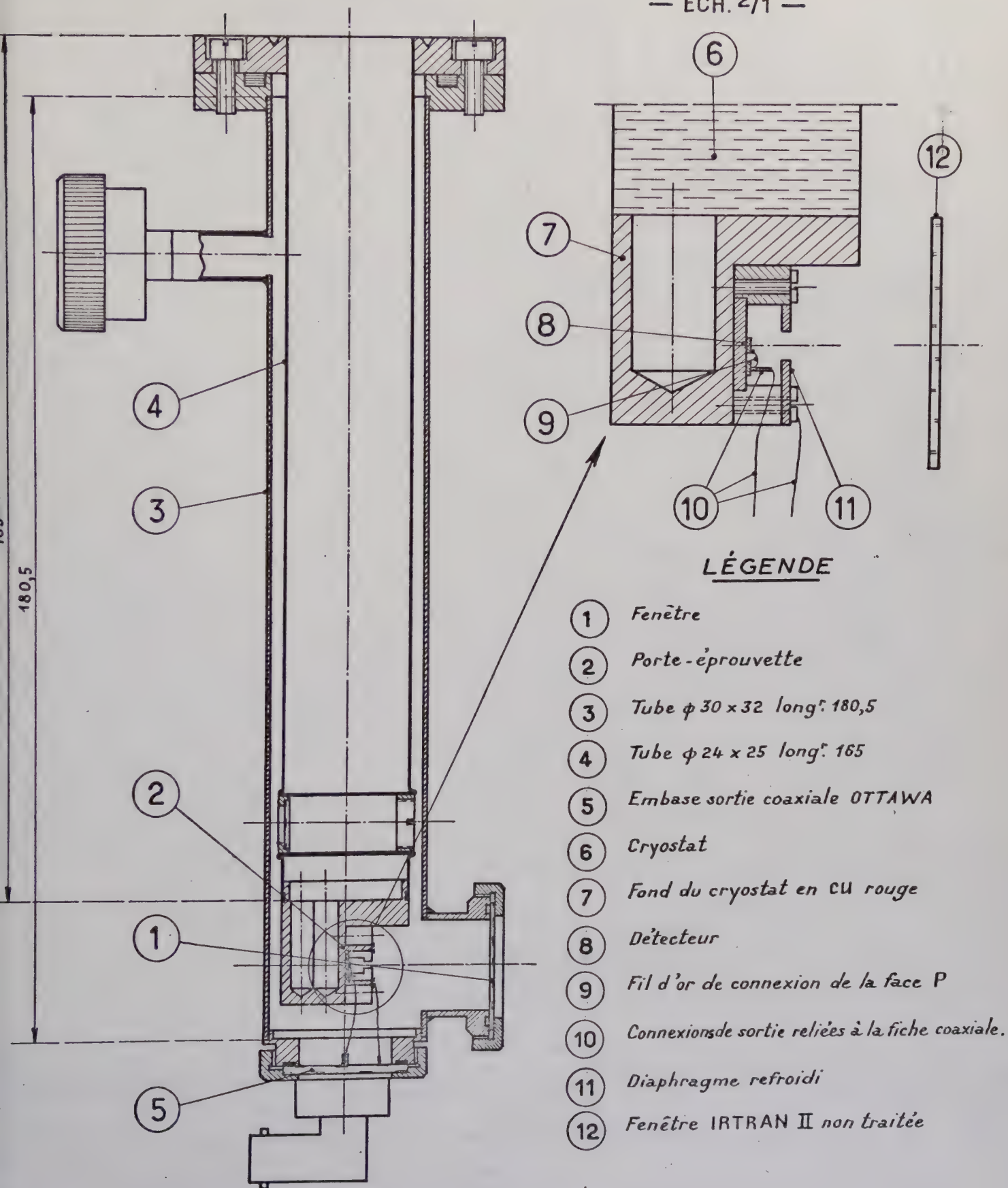


Figure 2-9 - Schéma du cryostat

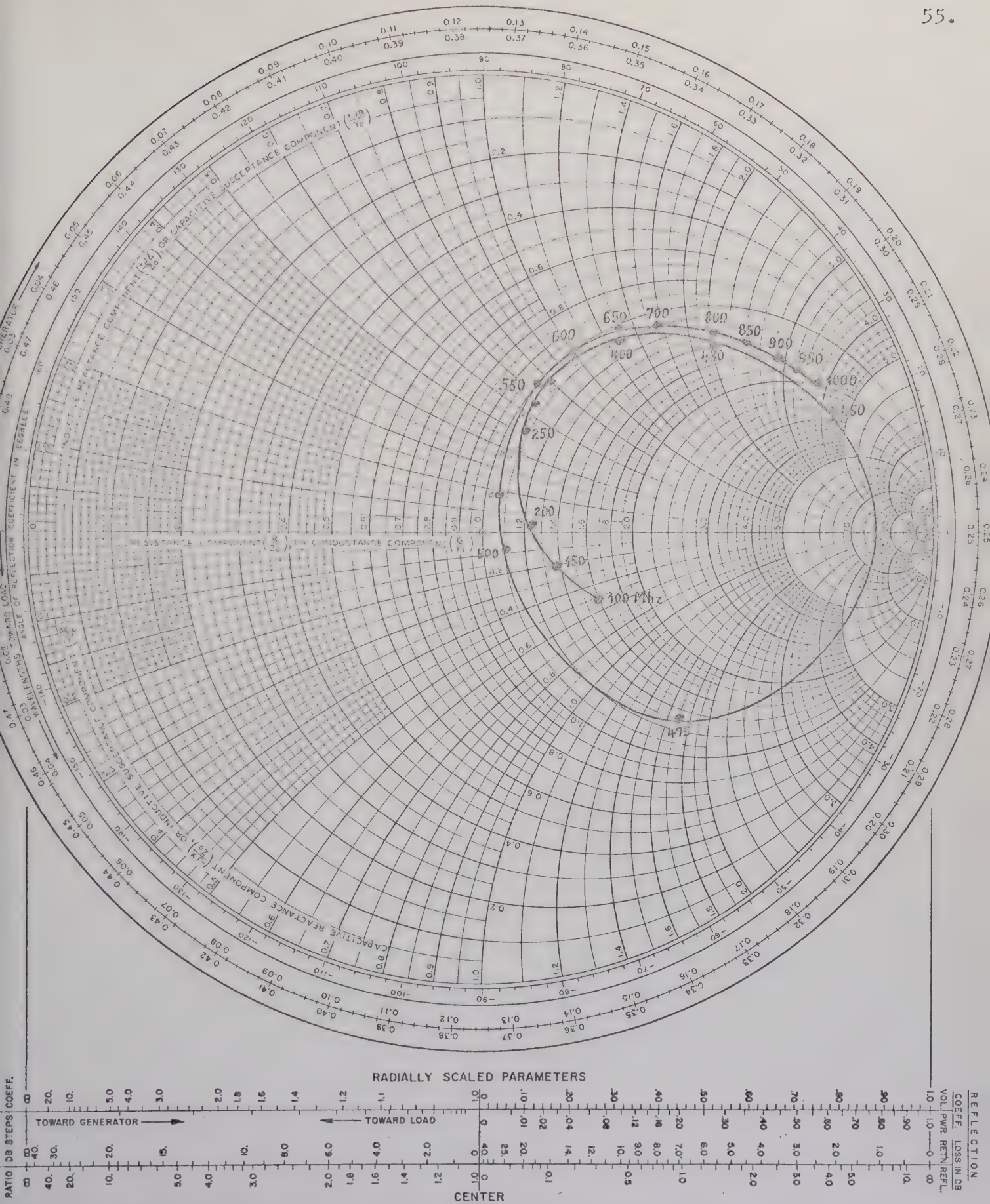


Fig.2.10 - Diagramme d'impédance du détecteur PV 426 monté dans un cryostat normal. (sans polarisation inverse)

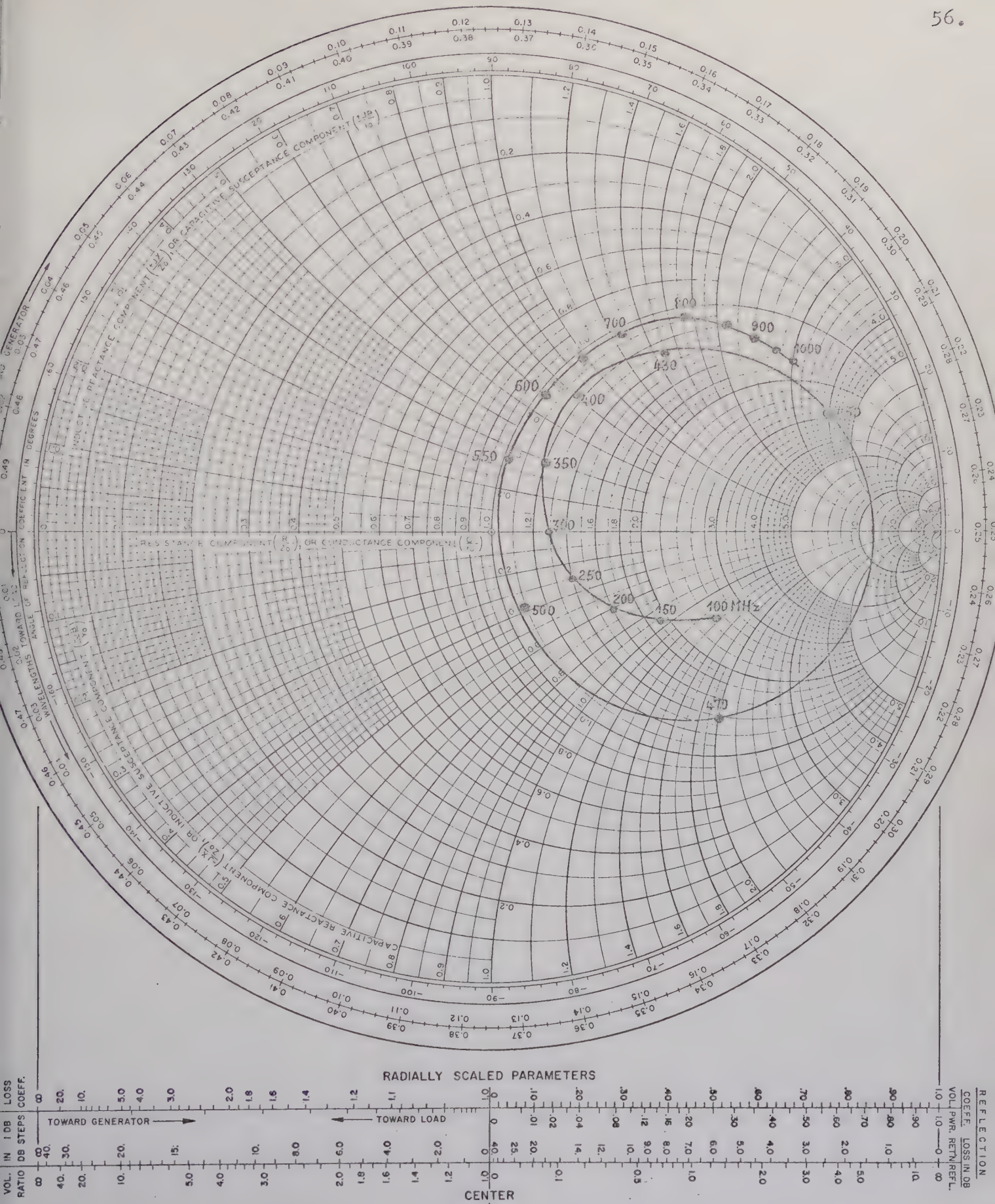


Fig.2.11 - Diagramme d'impédance du détecteur PV 426 monté dans le cryostat normal. (polarisation inverse 800 mV)

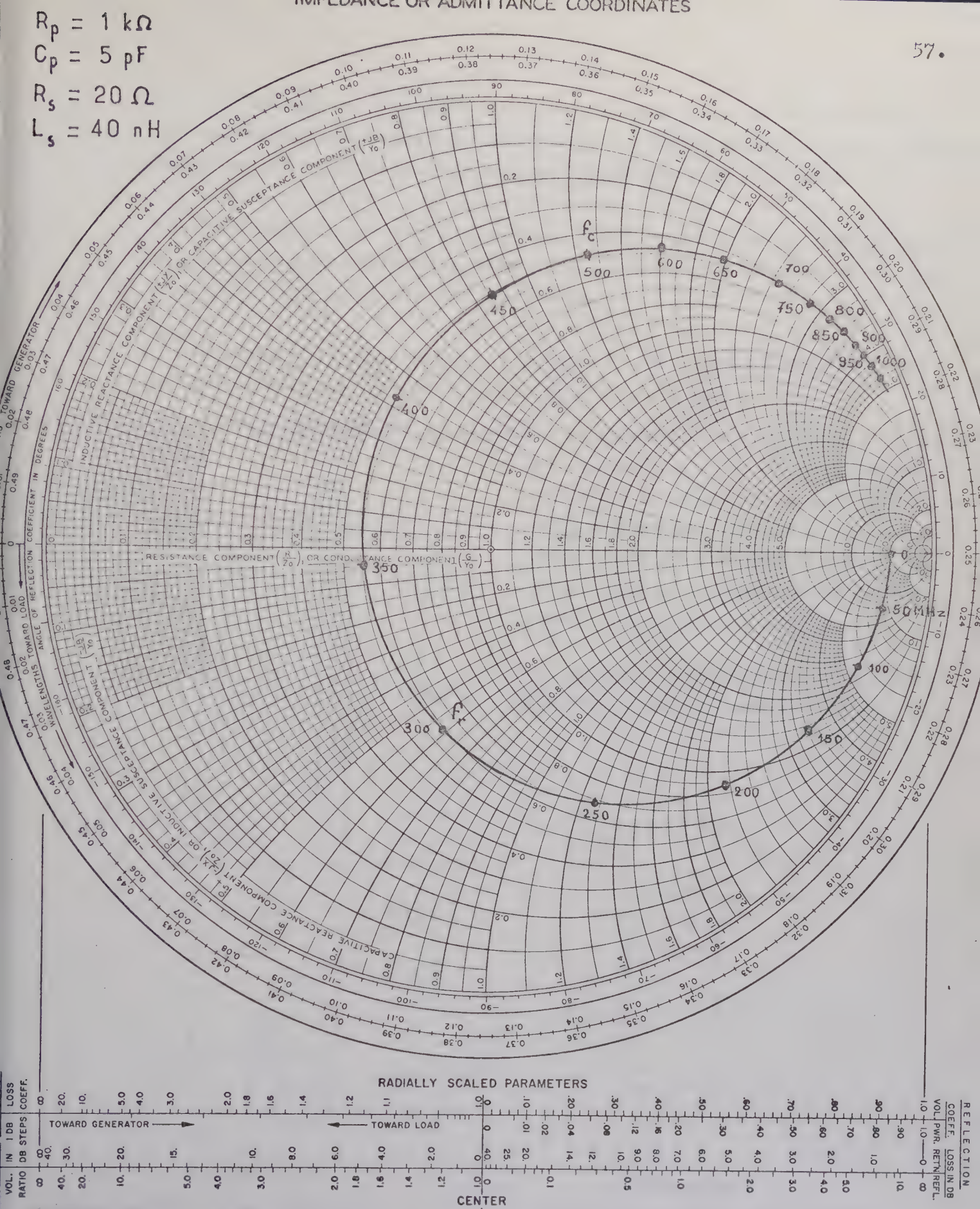


Fig.2.12 - Diagramme d'impédance calculée à partir des valeurs des éléments du réseau équivalent au détecteur.

La mesure de l'impédance ramenée dans le plan de la perle de sortie permet de tracer le diagramme de smith correspondant (figure 2.13) et de synthétiser le schéma équivalent du cryostat.

L'observation de ce diagramme fait apparaître un comportement selfique jusqu'à 400 MHz, puis trois fréquences de résonance apparaissent: 405 MHz, 425 MHz et 750 MHz.

Ce type de résultat fait penser à une ligne résonnante, aussi doit-on chercher une interprétation dans ce sens.

Si on représente le cryostat schématiquement tel que l'indique

la figure 2.14, on s'aperçoit que celui-ci se comporte comme une ligne coaxiale court-circuitée à une extrémité et placée en parallèle sur la connexion de masse dont l'équivalent est une self L_2 .

Le schéma électrique de l'ensemble est celui de la figure 2.15

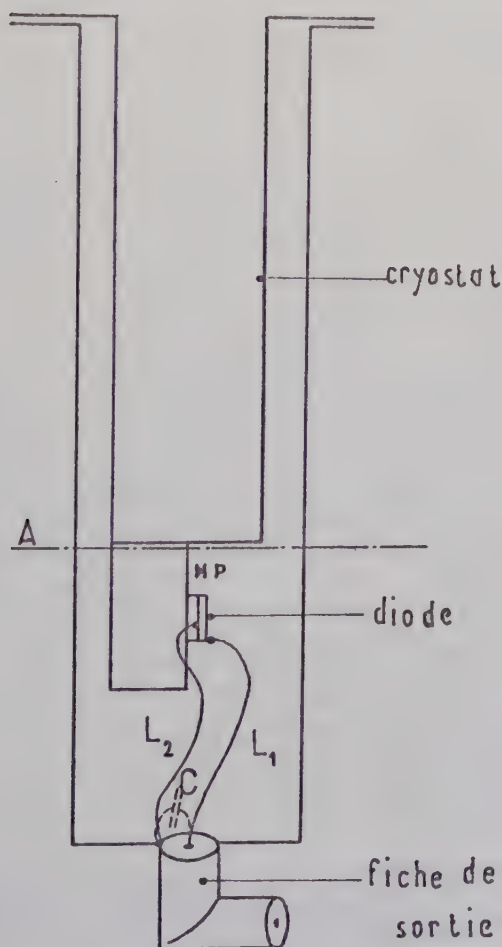


Figure 2.14

Schéma simplifié du cryostat

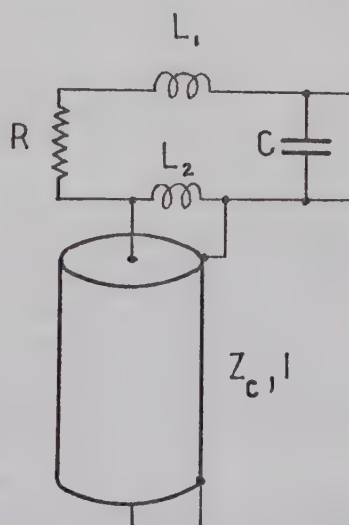


Figure 2.15

Schéma équivalent électrique du cryostat

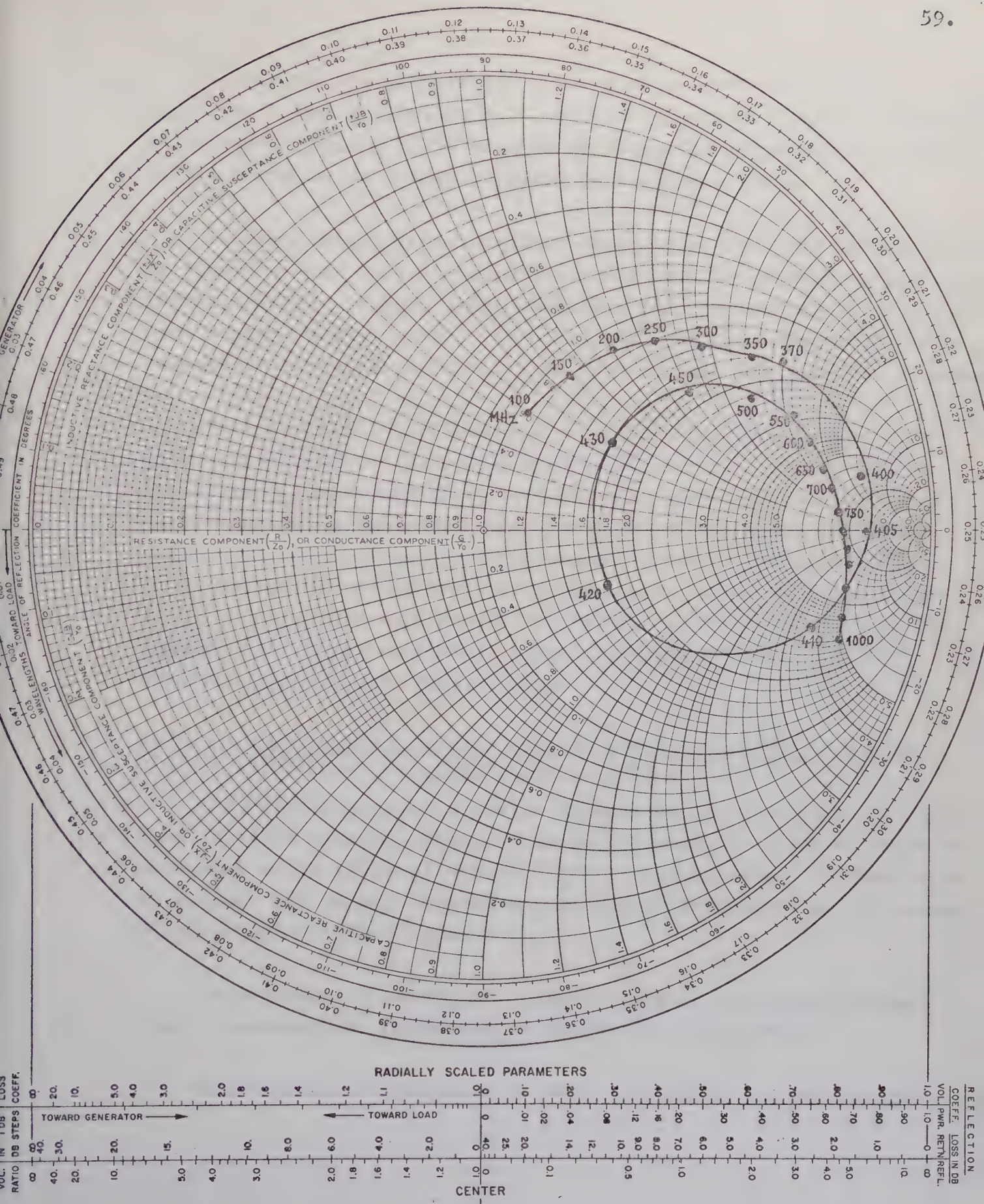


Fig.2.13 - Diagramme d'impédance d'une résistance de 50Ω montée à la place du détecteur dans le cryostat normal.

Le calcul des différentes valeurs des éléments Z_c , L_1 , L_2 et C ont été effectués à partir du dessin du cryostat (figure 2.9); ensuite le calcul de l'impédance du circuit a donné le diagramme de smith de la figure 2.16.

La comparaison entre les deux diagrammes est alors intéressante particulièrement dans l'accord des fréquences de résonance; les différences entre les deux diagrammes sont dues au fait que l'on a pas tenu compte dans le calcul des pertes dans la ligne coaxiale équivalente au cryostat, ni de l'effet de peau dans les fils de connexion.

Pour assurer l'exactitude de cette analyse, nous avons court-circuité le cryostat au niveau indiqué A, sur la figure 2.14. Le diagramme de smith mesuré ne présente plus qu'une seule résonance dans la bande de fréquence considérée. Le calcul du diagramme de smith d'un réseau équivalent comprenant une self et une capacité donne un bon accord avec l'expérience jusqu'à 800 MHz (voir figure 2.17) au delà, d'autres phénomènes dont il n'a pas été tenu compte dans le calcul interviennent: structure résonnante de la cavité coaxiale restante et effet de peau.

II.6.3 - Influence de la résonance du cryostat sur la courbe de réponse en fréquence du détecteur

A la fréquence pour laquelle la self de connexion L_2 s'accorde avec la ligne coaxiale équivalente au cryostat, la liaison entre le détecteur et la fiche de sortie présente une impédance élevée. Cela se traduit par le pic observé sur la courbe de réponse en fréquence du détecteur PV 499 (figure 2.8).

Le diagramme d'impédance (figure 2.18a) du détecteur confirme bien l'existence du phénomène entre 440 MHz et 470 MHz.

Pour réduire l'influence de cette résonance, on peut amortir

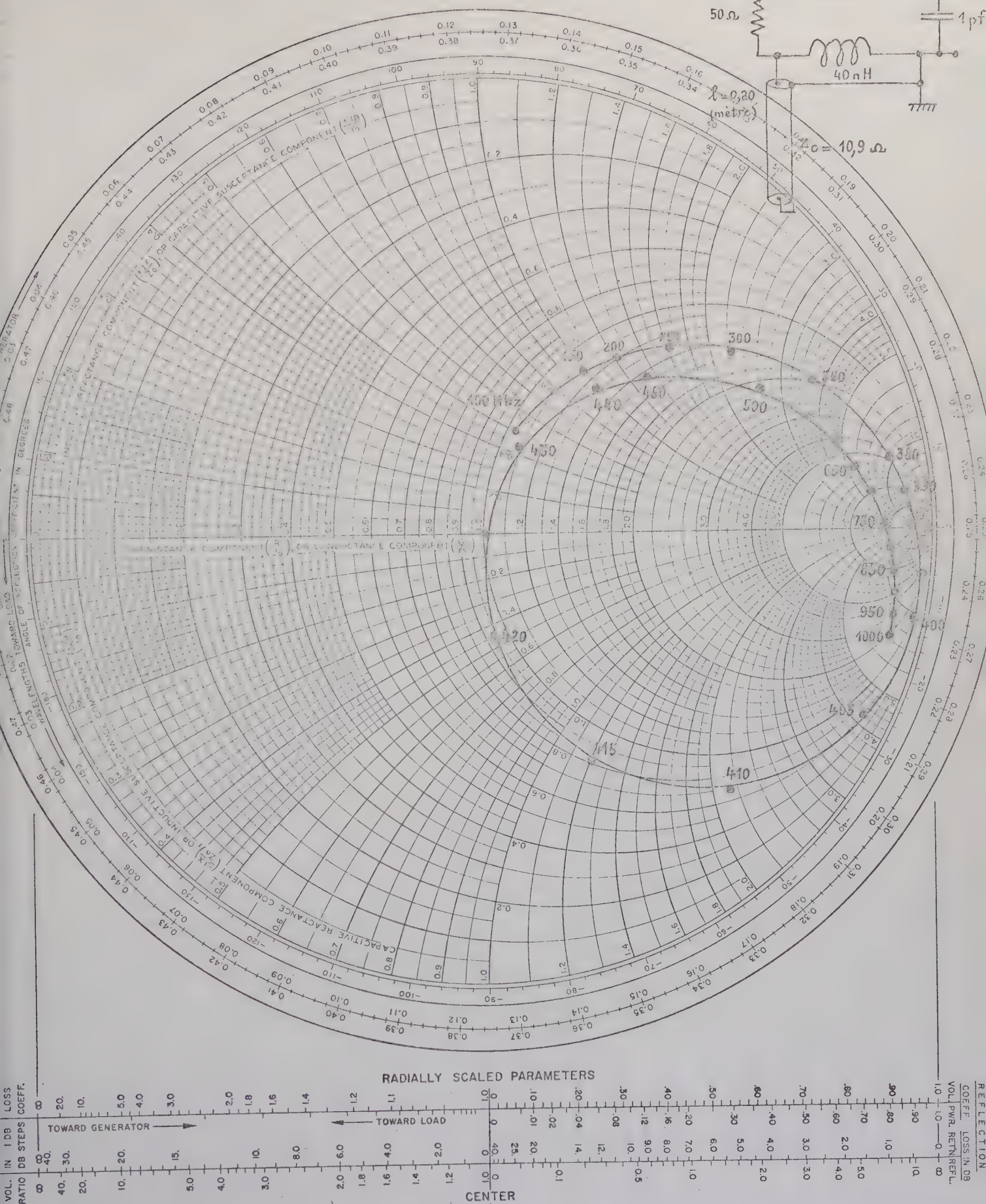
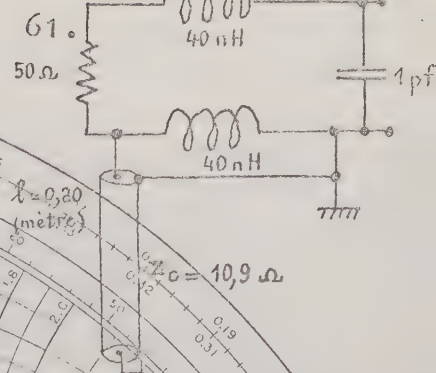


Fig.2.16 - Diagramme d'impédance calculée d'une résistance de 50Ω montée dans le cryostat normal. (Les valeurs des éléments du schéma équivalent au cryostat

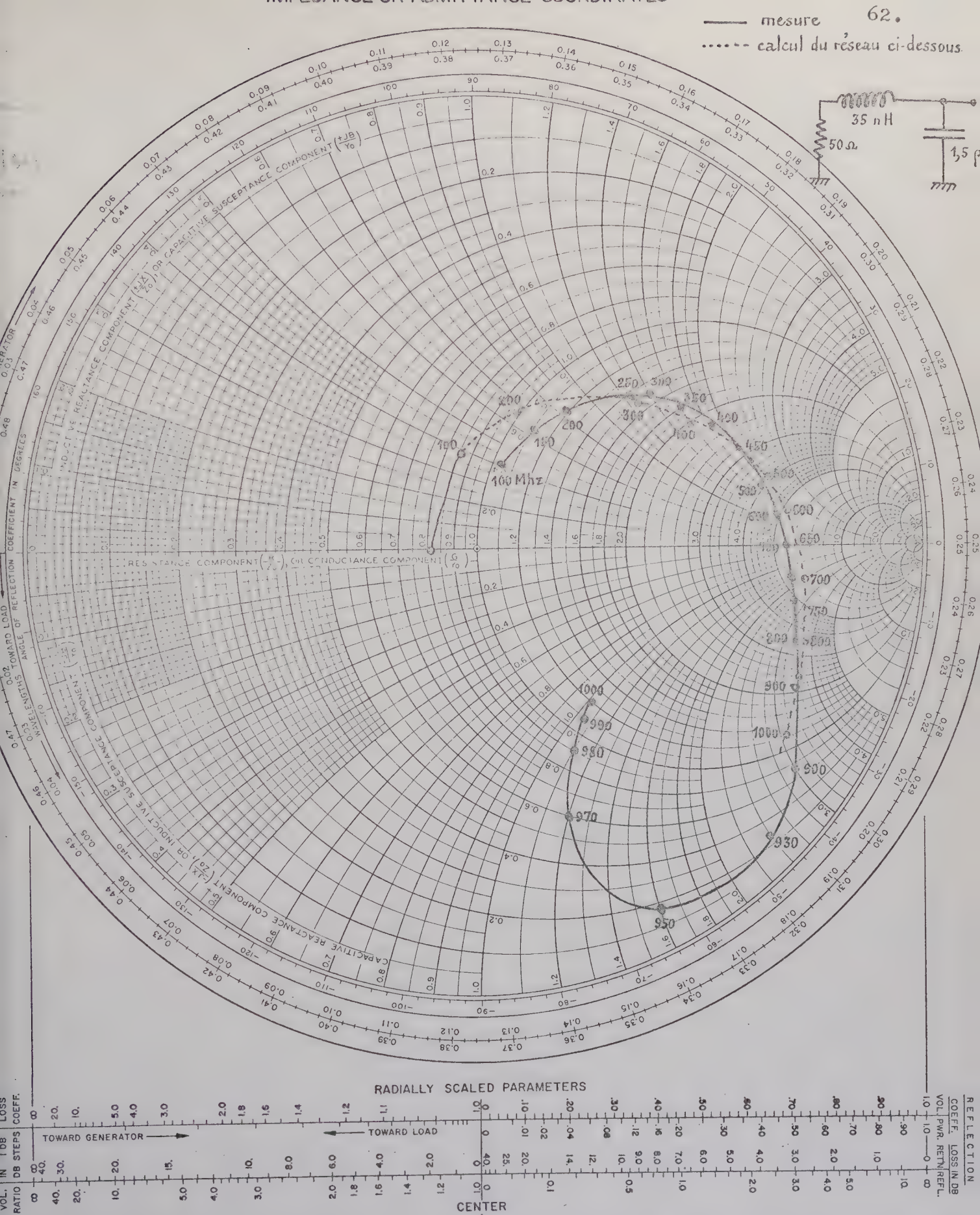


Fig.2.17 - Diagrammes d'impédance mesurée et calculée d'une résistance de 50Ω montée dans le cryostat court-circuité au niveau du plan A. (voir figure 2.14)

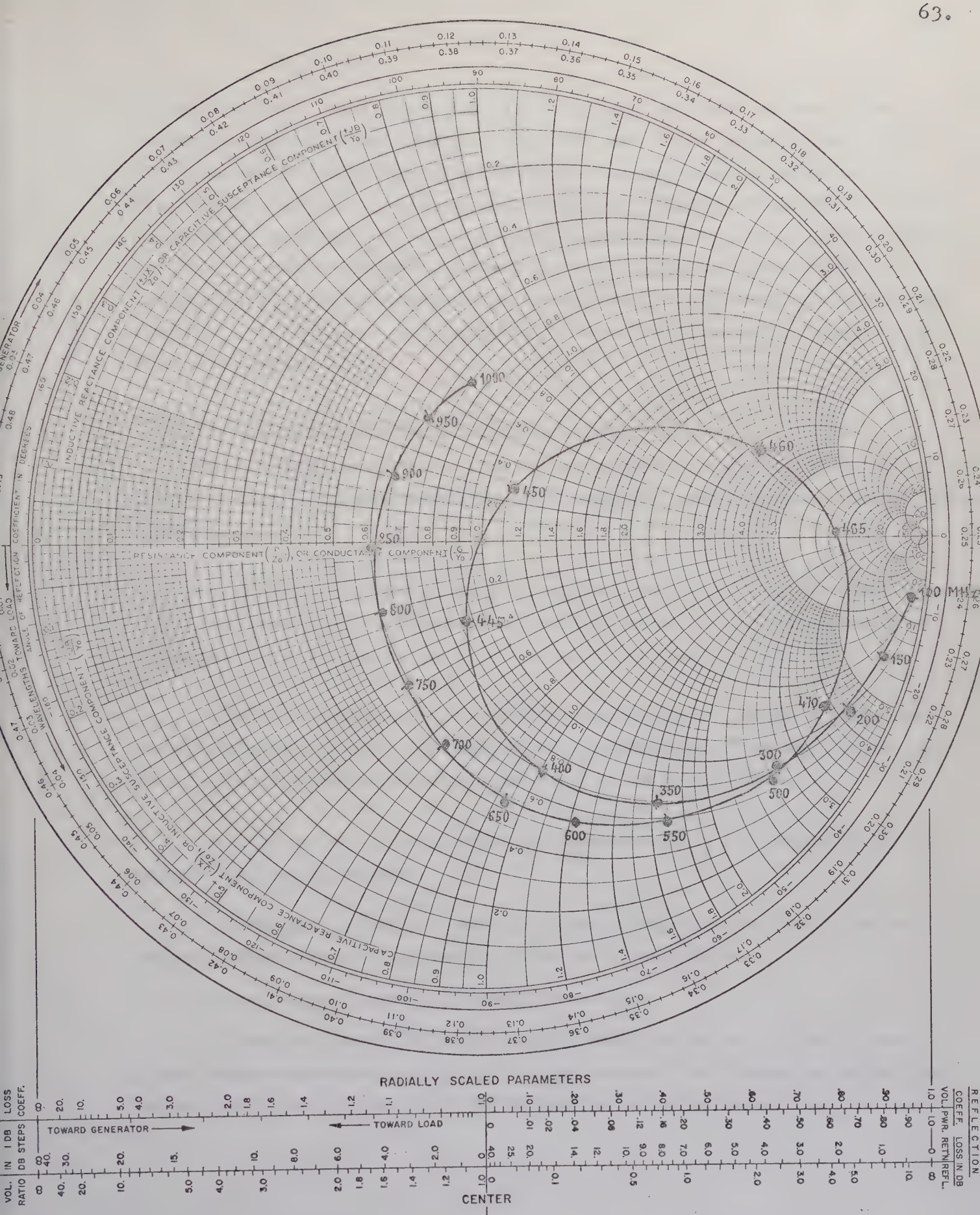


Fig.2.18 a - Diagramme d'impédance du détecteur PV 499 mesurée pour une polarisation inverse de 1 V - Montage dans le cryostat normal.

la cavité on introduisant un diélectrique à fortes pertes dans le cryostat. Ce montage simple a été réalisé avec du mylar métallisé à 5 Ω -cm de résistance superficielle. Les mesures d'impédances (figure 2.18b) et de réponse en fréquence (figure 2.19) sur le même détecteur, montrent alors une influence négligeable de la résonance. De plus la comparaison de la courbe de réponse en fréquence du détecteur avec celle de son réseau équivalent fait apparaître un bon accord. La fréquence de coupure élevée: 900 MHz de ce détecteur est très intéressante.

II.6.4 - Cryostat haute fréquence adapté

Cette étude montre qu'il est nécessaire de modifier le montage du détecteur dans son cryostat pour obtenir des fréquences de coupure élevées.

Le montage que nous avons étudié et réalisé dans ce but comprend essentiellement un boîtier contenant la diode et un câble coaxial de liaison, le tout monté dans le cryostat (figure 2.20).

Le câble coaxial est en acier inoxydable de façon à réduire au maximum les pertes thermiques par conduction, par contre il présente une atténuation électrique de 0,4 dB à 1000 MHz.

Le boîtier dont le schéma est représenté à la figure 2.21 répond à trois exigences:

- Enfermer la diode tout en laissant un passage tel que la surface sensible de la diode puisse être éclairée.
- Avoir une capacité parasite faible.
- Permettre une liaison courte entre la diode et une ligne d'impédance caractéristique 50 Ω . La mesure des éléments parasites donne une capacité de 0,20 pF et une self de 2,4 nH.

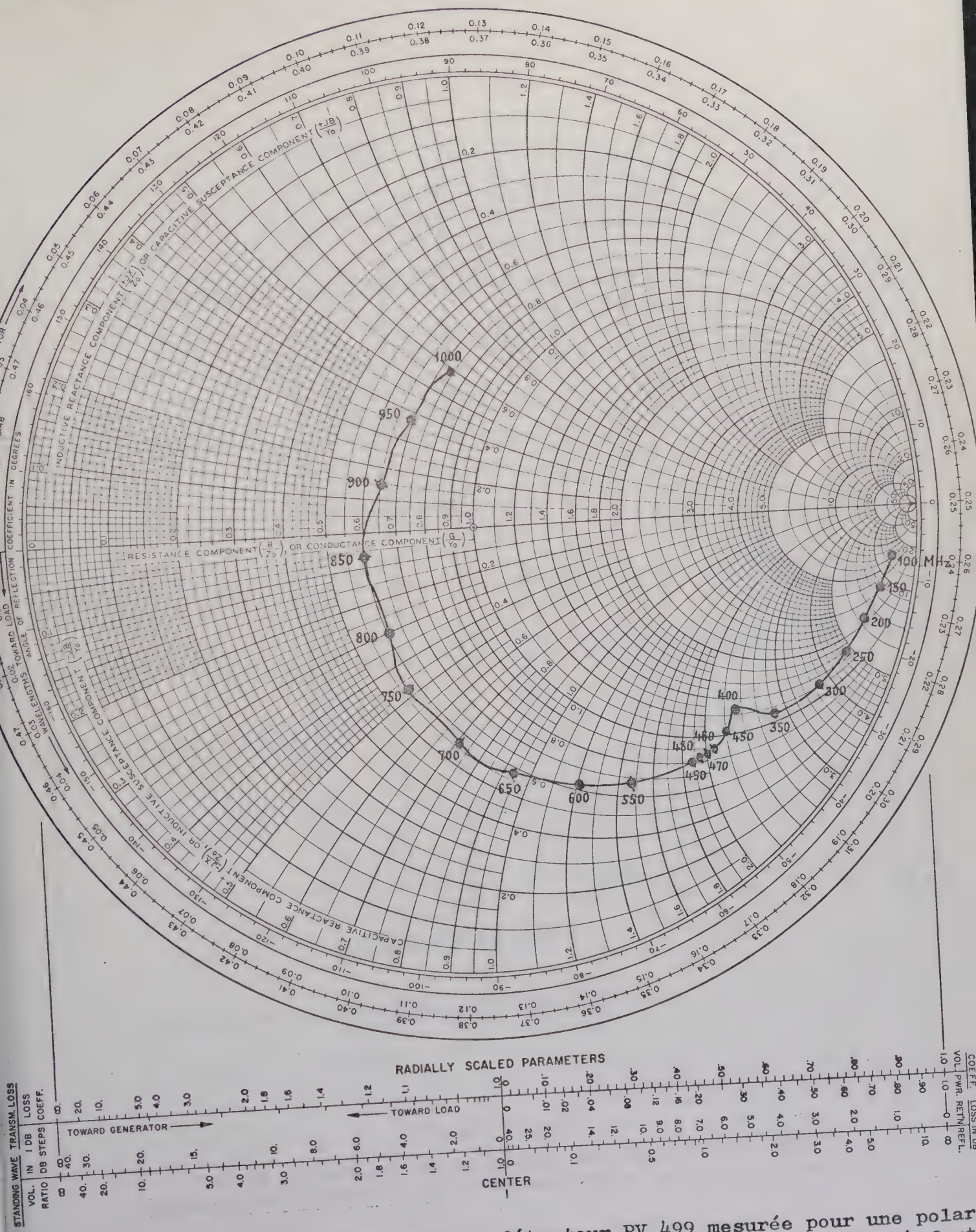
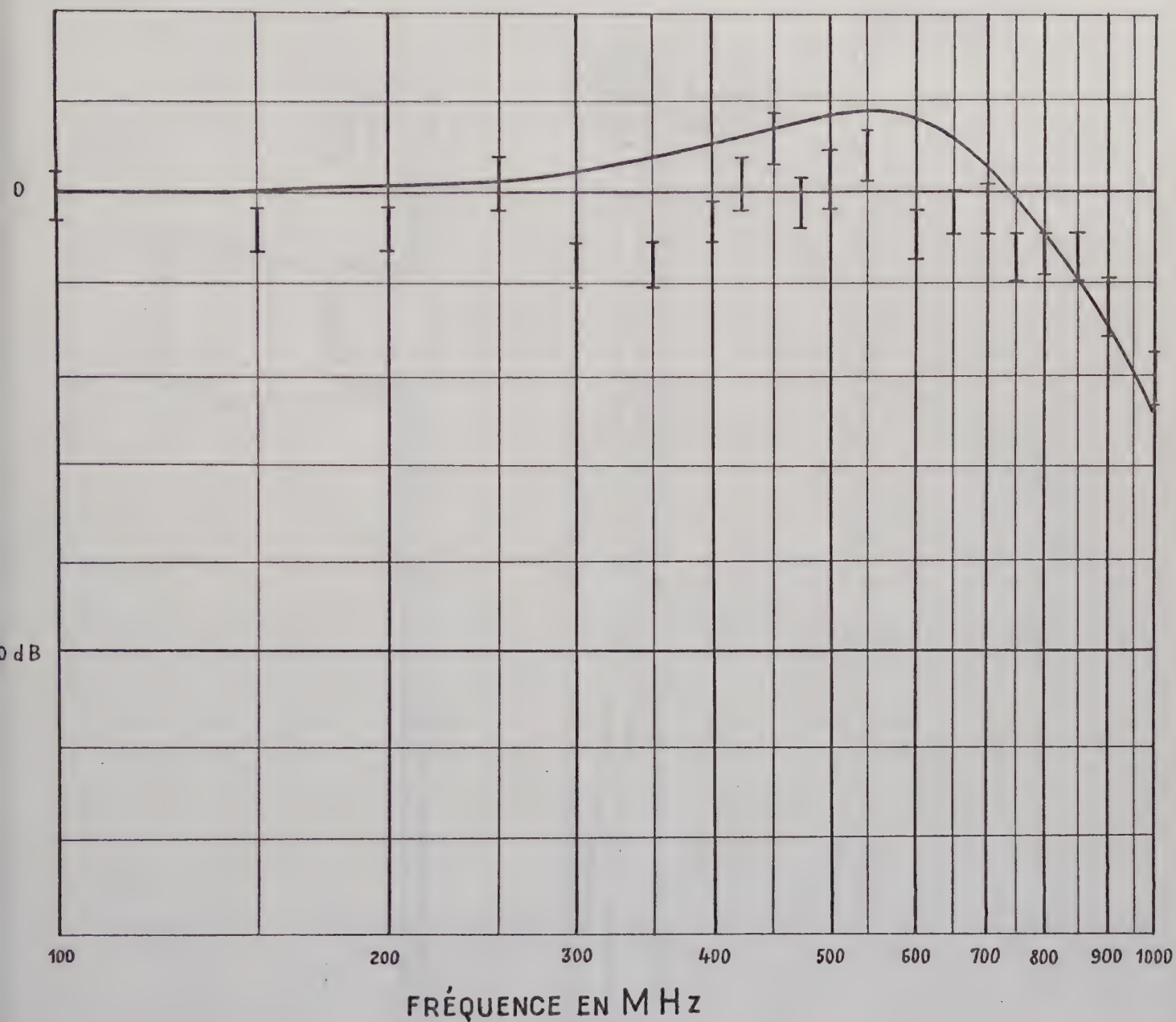


Fig 2-18 b - Diagramme d'impédance du détecteur PV 499 mesurée pour une polarisation dans le cryostat modifié (diélectrique à fort



— Courbe théorique déduite du réseau équivalent

I Points expérimentaux.

Figure 2-19-

Courbe de réponse en fréquence du détecteur PV 499
polarisé en inverse à -1 V et monté dans le cryostat modifié

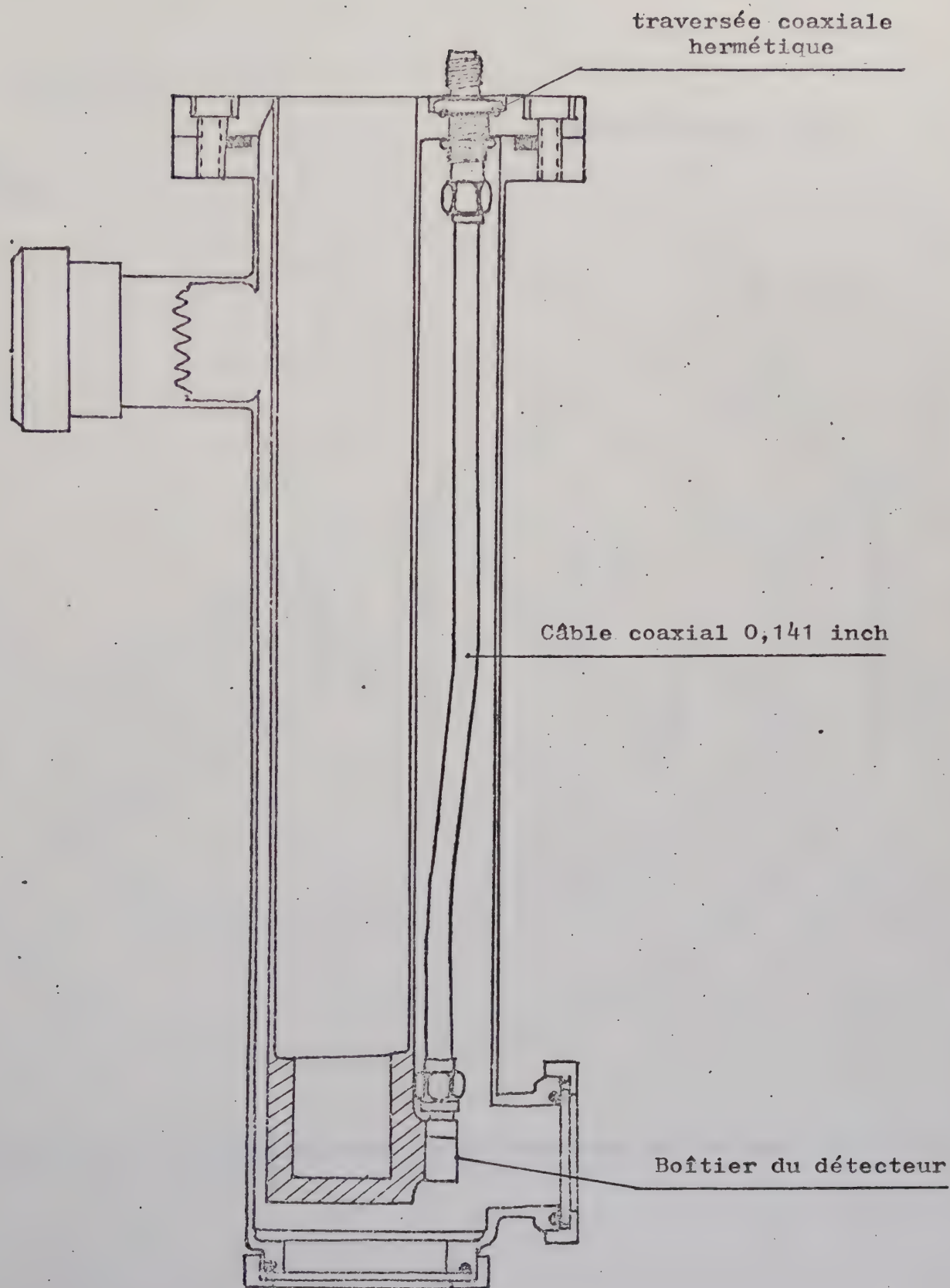


Figure 2.20 - Schéma du cryostat adapté à l'utilisation du détecteur, en haute fréquence

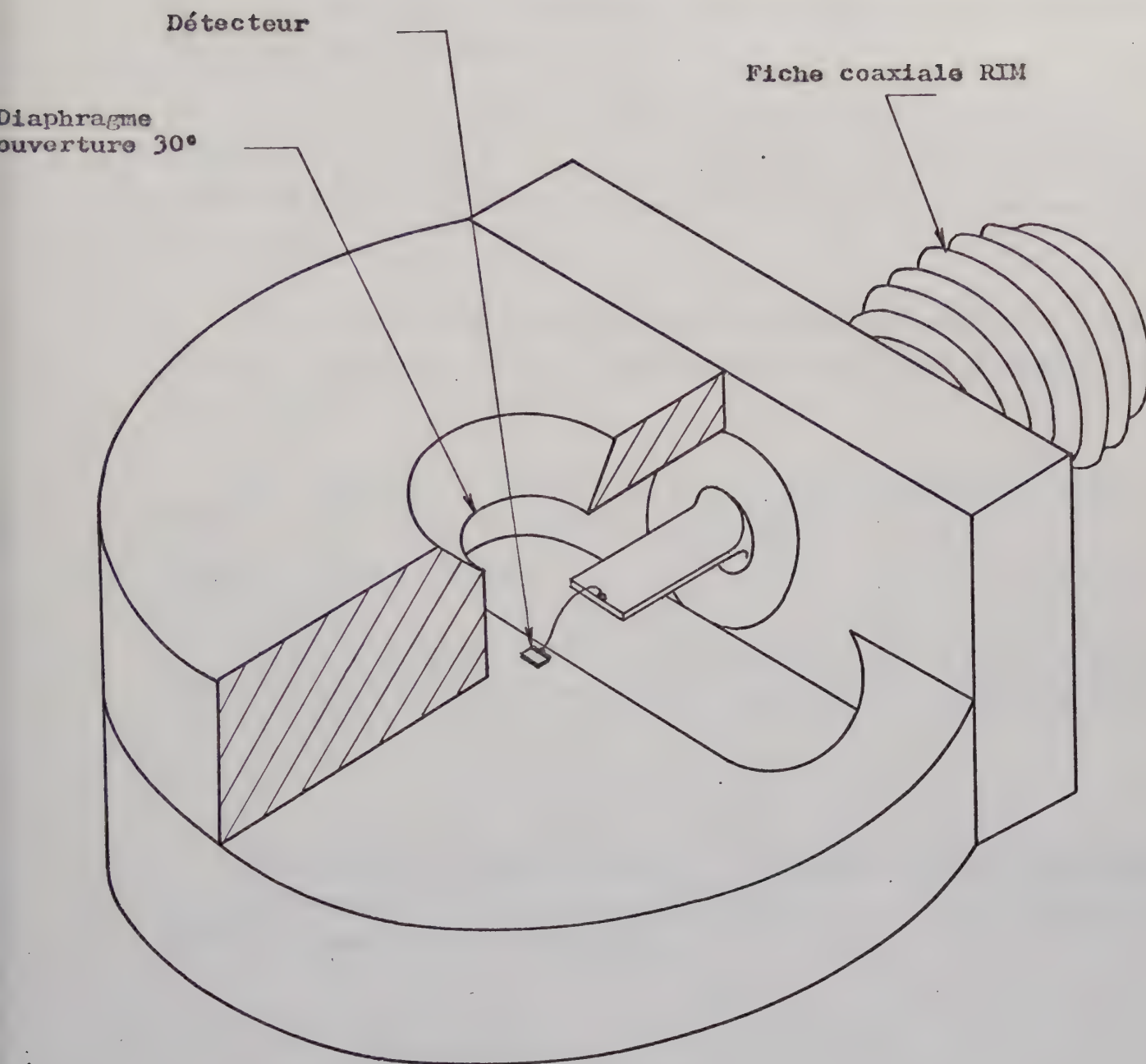


Figure 2.21 - Schéma du montage du détecteur en boîtier

II.7 - Estimation de la durée de vie des porteurs minoritaires

La fréquence de coupure élevée mesurée sur le détecteur PV 499 peut nous permettre de fixer une limite supérieure de la durée de vie des porteurs minoritaires.

Le rendement quantique de ce détecteur était relativement faible: 6% à 10,6 μm , ce qui en tenant compte du coefficient de réflexion de la surface donne un rendement quantique interne de l'ordre de 10%.

Nous connaissons par ailleurs l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la zone p : de 10 à 40 μm et du coefficient d'absorption de la zone p: 10^3 cm^{-1}

Les solutions possibles sur la courbe donnant le rendement quantique de collection se situe au voisinage de $\frac{W}{L_e} \simeq 3$.
d'où $L_e \simeq 30 \text{ à } 120 \mu\text{m}$

Dans cette partie de la courbe et pour $m \simeq 3 \text{ à } 12$ le rendement quantique peut être représenté avec une bonne approximation par:

$$\eta = \frac{1}{c h u}$$

Pour étudier le comportement en fréquence du rendement quantique il faut remplacer la longueur de diffusion L_e par une longueur de diffusion complexe L_e^* définie par:

$$L_e^{*2} = \frac{L_e^2}{1 + j\omega\tau_e}$$

Le calcul a été abordé par divers auteurs soit au sujet de l'étude des photodiodes (4) ou de celle des transistors (3)

On trouve que pour $\frac{w}{L_e} \simeq 3$; $\omega_{ca} \tau_e$ est de l'ordre de l'unité.

Dans ces conditions puisque la fréquence de coupure du détecteur correspond à celle de son schéma équivalent, la fréquence de coupure active due à la durée de vie des porteurs minoritaires est supérieure donc

$$\omega_{ca} > 5,7 \cdot 10^9 \text{ rd/s}$$

On en déduit immédiatement que :

$$\tau_e < 1,8 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

Il semble raisonnable de penser que la durée de vie des porteurs minoritaires est voisine de 10^{-10} s.

II.8 - Conclusions

L'ensemble des mesures effectuées sur la rapidité des détecteurs photovoltaïques au tellure de mercure - tellure de cadmium, démontrent la possibilité d'utiliser ces détecteurs dans une très large bande de fréquence. De plus, la limitation due à la durée de vie des porteurs minoritaires n'est pas atteinte, ce qui laisse supposer que, dans la mesure où des diodes à faible capacité de jonction seront réalisées, leur fréquence de coupure dépassera le gigahertz. Pour cela le cryostat mis au point à partir de cette étude présentera l'intérêt d'être adapté à cette gamme fréquence et ne diminuera que très légèrement les performances de la diode.

III - BRUITS DES DETECTEURS PHOTOVOLTAÏQUES AU TELLURIURE DE MERCURE - TELLURIURE DE CADMIUM - UTILISATION DANS LES RECEPTEURS INFRAROUGE

III.1 - Généralités (22) (23)

Les performances d'un récepteur infra-rouge sont conditionnées par les caractéristiques de bruit du détecteur utilisé. Pour un détecteur photovoltaïque, cinq sources de bruit dominantes sont à considérer:

- le bruit thermique
- les bruits basse fréquence (ou bruits en $1/f$)
- le bruit de fond ambiant
- le bruit de l'amplificateur
- le bruit quantique

Dans un récepteur infra-rouge à détection directe, ce sont les bruits thermiques du détecteur et du préamplificateur, ou le bruit de fond ambiant, qui limitent la sensibilité. Par contre dans un récepteur hétérodyne, la limitation est due au bruit des fluctuations photoniques de l'oscillateur local.

L'étude du bruit dans les récepteurs infra-rouge utilisant des diodes $Cd_x Hg_{1-x} Te$ comprendra deux parties respectivement liées à la détection directe et à la détection hétérodyne.

III.2 - Etude théorique du bruit dans les récepteurs infra-rouge

III.2.1 - Schéma équivalent de bruit d'un détecteur photovoltaïque (24) (25)

Le bruit d'un détecteur photovoltaïque peut être décrit par l'utilisation du schéma équivalent représenté ci-dessous (figure 3.1)

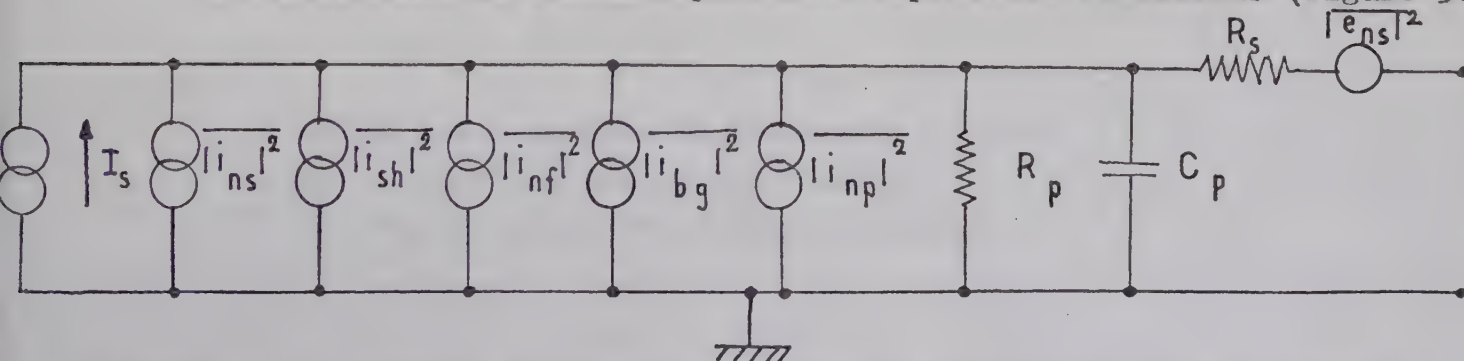


Figure 3.1 - Schéma équivalent du détecteur précisant les différentes sources de bruit

Celui-ci comprend des générateurs de courant de bruit et des éléments passifs. Ces derniers sont les mêmes que ceux du schéma équivalent de la figure 2.1, seulement nous négligerons dans cette étude la self de connexion ainsi que les éléments parasites du montage de la diode dans le cryostat.

Les éléments résistifs du schéma équivalent sont des sources de bruit thermique que nous représenterons par des générateurs de courant ou de tension équivalents.

Pour la résistance shunt, la valeur quadratique moyenne du courant débité par le générateur de bruit est:

$$\overline{|i_{np}|^2} = \frac{4k T_d \Delta f}{R_p}$$

De même pour la résistance série la valeur quadratique moyenne de la tension aux bornes du générateur de bruit équivalent est:

$$\overline{|e_{ns}|^2} = 4k T_d R_s \Delta f$$

Les bruits basse fréquence (en $1/f$) ont leur origine dans la jonction de la diode: nous les représenterons par un générateur de courant de bruit en parallèle sur les éléments shunt de la diode. La valeur quadratique moyenne du courant débité par ce générateur peut s'écrire:

$$\overline{|i_{nf}|^2} = 2 q \frac{CI^2}{f^\alpha} \Delta f$$

C étant une constante dépendant de la diode

α un coefficient voisin de l'unité

I le courant total traversant la diode

Le courant d'obscurité I_{ob} de la diode est la source d'un bruit shot. Le générateur de courant équivalent est placé en parallèle sur la jonction, la valeur quadratique moyenne du courant qu'il débite est:

$$\overline{i_{sh}^2} = 2 q I_{ob} \Delta f$$

Le fond ambiant vu du détecteur sous un angle de 30° (pour la plupart des détecteurs que nous avons étudiés) produit un bruit quantique; la valeur quadratique moyenne de ce courant de bruit dépend du courant de court-circuit I_{ca} de la diode lorsque celle-ci regarde le fond ambiant à $300^\circ K$

$$\overline{i_{bg}^2} = 2 q I_{ca} \Delta f$$

Le signal détecté est une source de bruit par l'intermédiaire des fluctuations de photons. Il s'agit d'un bruit quantique

$$\overline{i_{ns}^2} = 2 q I_s \Delta f$$

avec

$$I_s = \frac{\eta q P_s}{h \nu}$$

En détection hétérodyne l'oscillateur local apporte un bruit de même nature que le précédent

$$\overline{i_{no}^2} = 2 q I_o \Delta f$$

avec

$$I_o = \frac{\eta q P_o}{h \nu}$$

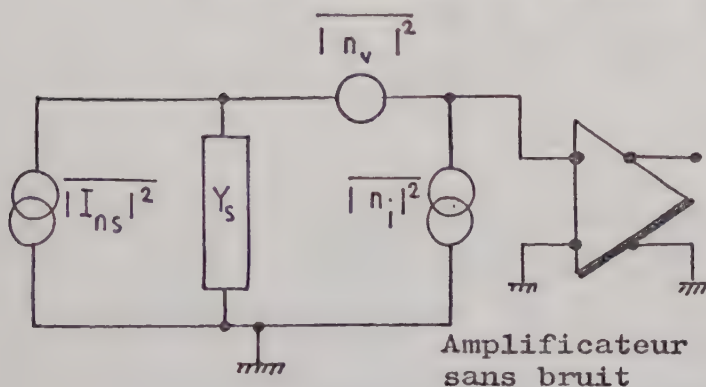
Ces deux bruits dépendent de la fréquence de coupure active du détecteur, puisqu'ils sont liés au mécanisme de détection.

III.2.2 - Influence du préamplificateur

Le préamplificateur suivant le détecteur intervient par l'intermédiaire de son facteur de bruit.

Rappelons que celui-ci est défini comme le rapport entre la puissance totale de bruit disponible à la sortie et la partie de cette puissance de bruit générée par une conductance de source à la température standard T_0 placée à l'entrée.

Pour exprimer ce facteur de bruit nous utiliserons le schéma de Rothe Dahlke (figure 3.2) équivalent aux sources de bruit d'un préamplificateur à transistor.



L'entrée de l'amplificateur étant connectée à une admittance dont la valeur quadratique moyenne du courant de bruit est donnée par la formule de Nyquist:

$$\overline{|I_{ns}|^2} = 4kT_0 G \Delta f$$

Figure 3-2
Schéma équivalent du détecteur et
du préamplificateur

Les fluctuations de courant $\overline{|n_i|^2}$ et de tension $\overline{|n_v|^2}$ dues aux bruits du préamplificateur sont exprimables à l'aide d'une conductance équivalente de bruit G_u , d'une résistance équivalente de bruit R_n et d'un coefficient de corrélation ρ ; ($\rho \leq 1$)

$$\begin{aligned} \overline{|n_i|^2} &= 4kT_0 G_u \Delta f \\ \overline{|n_v|^2} &= 4kT_0 R_n \Delta f \\ \overline{|n_i^* n_v|} &= 4kT_0 \rho (R_n G_u)^{1/2} \Delta f \end{aligned}$$

On montre facilement que le facteur de bruit du préamplificateur est donné par:

$$F = \frac{|n_i + Y_s n_v|^2}{|I_{ns}|^2} + 1 \quad (3-1)$$

Le facteur de bruit du préamplificateur dépend de l'admittance de source Y_s selon l'expression :

$$F = F_0 + \frac{R_n}{\operatorname{Re}(Y_s)} |Y_s - Y_{os}|^2 \quad (3-2)$$

où F_0 désigne le facteur de bruit minimum obtenu pour une admittance de source Y_{os} ($\operatorname{Re}(Y_s)$ désigne la partie réelle de l'admittance de source Y_s).

III.2.3 - Définitions du courant équivalent de bruit et de la puissance équivalente de bruit

Pour discuter l'influence des différentes sources de bruit du détecteur et du préamplificateur, il est intéressant de considérer le générateur équivalent de bruit placé aux bornes d'une admittance égale à celle du détecteur.

Un calcul simple montre que la valeur quadratique moyenne du courant débité par ce générateur s'écrit:

$$\overline{|i_{\text{neq}}|^2} = \frac{\sum \overline{|i_i|^2} + \overline{|e_{ns}|^2} (G_p^2 + C_p^2 \omega^2)}{(1 + R_s G_p)^2 + (C_p R_s \omega)^2} + \overline{|n_i + n_v Y_s|^2}$$

Ce courant est appelé courant équivalent de bruit, nous le désignerons suivant la notation américaine par N.E.I.

Lorsque le récepteur infra-rouge reçoit une puissance P_s avec un rapport signal sur bruit unité à la sortie, nous désignerons cette puissance minimale détectable par NEP. Il s'agit de la puissance équivalente au bruit, c'est-à-dire la puissance signal qui produit un courant tel que le générateur de courant équivalent placé aux bornes de γ_s délivre un courant égal au courant équivalent de bruit.

Pour ce calcul rappelons que la détection d'un signal par la photodiode peut être représentée par un générateur de courant équivalent placé aux bornes de la jonction et dont l'intensité crête a pour expression d'après les équations 1-18 et D-9:

$$\text{en détection directe } (I_s)_d = \frac{\eta q P_s}{h \nu} \quad (3.4)$$

$$\text{en détection hétérodyne } (I_s)_h = \frac{2 \eta q \sqrt{P_s P_o}}{h \nu} \quad (3.5)$$

III.2.4 - Bruit d'un récepteur à détection directe

En développant l'équation (30) et en tenant compte de sources de bruit du récepteur à détection directe nous obtenons:

$$\overline{i_{neq}}^2 = \frac{\Delta f}{(1 + R_s G_p)^2 + (R_s C_p \omega)^2} \left\{ 2q(I_s + I_{ca} + I_{ob} + \frac{C I^2}{f^\alpha}) + 4k T_0 (F + \frac{T_d - T_0}{T_0}) \left[G_p (1 + G_p R_s) + R_s (C_p \omega)^2 \right] \right\} \quad (3.6)$$

D'où le courant équivalent de bruit

$$(NEI)_d = \sqrt{\frac{2q(I_s + I_{ca} + I_{ob} + \frac{C I^2}{f^\alpha}) + 4k T_0 (F - 1 + \frac{T_d}{T_0}) \left[G_p (1 + G_p R_s) + R_s (C_p \omega)^2 \right]}{(1 + G_p R_s)^2 + (R_s C_p \omega)^2} \Delta f} \quad (3.7)$$

Le courant équivalent dû à la détection du signal s'écrit:

$$\overline{i_{\text{seq}}^2} = \left(\frac{\eta q}{h \nu} \right)^2 \frac{P_s^2}{(1 + G_p R_s) + (R_s C_p \omega)^2} \quad (3.8)$$

Des équations (3.6) et (3.8) nous déduisons la puissance équivalente au bruit

$$(NEP)_d = \frac{h \nu}{\eta q} \sqrt{\left\{ 2 q (I_s + I_{cd} + I_{ob} + \frac{C I^2}{f^\alpha}) + 4 k T_0 (F + \frac{T_d - T_0}{T_0}) \left[\frac{G(1 + G R)}{p} + \frac{R_s C_p \omega^2}{p} \right] \right\} \Delta f} \quad (3.9)$$

On définit directement en utilisant couramment comme facteur de mérite du récepteur la détectivité étoile D_R^* définie par:

$$D_R^* = \frac{\sqrt{A \Delta f}}{NEP}$$

où A désigne la surface sensible du détecteur.

D'après les équations (3.9) et (3.10) nous avons:

$$D_R^* = \frac{\eta q A^{\frac{1}{2}}}{h \nu \left\{ 2 q (I_s + I_{cd} + I_{ob} + \frac{C I^2}{f^\alpha}) + 4 k T_0 (F + \frac{T_d - T_0}{T_0}) \left[\frac{G(1 + G R)}{p} + \frac{R_s C_p \omega^2}{p} \right] \right\}^{1/2}}$$

la détectivité étoile D_R^* de la photodiode seule peut être obtenue à partir de l'équation (3.11) en faisant $F = 1$.

Ces expressions mettent en évidence deux termes, le premier tient compte des courants circulant dans la photodiode, le second fait intervenir les éléments passifs du schéma équivalent de la diode et le facteur de bruit du préamplificateur. L'importance relative de ces deux termes conditionne les performances du récepteur.

Un détecteur infra-rouge idéal est obtenu lorsque le bruit le plus important est dû au fond ambiant à 310°K ; on dit alors que ce détecteur est dans la situation "PHILRA".

Cela signifie que le courant d'obscurité et le courant continu lié à la détection du signal sont négligeables par rapport au courant de court-circuit. De plus, il faut que le second terme soit négligeable, c'est-à-dire, avec un préamplificateur idéal ($F = 1$), que la condition suivante soit réalisée:

$$80 R_p I_{cd} \gg 1$$

La dégradation des performances est due le plus souvent à la valeur non nulle de la conductance shunt et au facteur de bruit du préamplificateur, pour un détecteur non polarisé.

Lorsque le détecteur est polarisé, c'est le bruit en $1/f$ qui constitue la principale source de bruit. En haute fréquence, la capacité du détecteur fait croître le bruit. De plus, la variation de l'admittance de source avec la fréquence agit sur le facteur de bruit du préamplificateur d'après l'équation (3.2) et peut contribuer à faire croître le bruit.

Le diagramme théorique du spectre de bruit d'un récepteur à détection directe présente donc une partie plate comprise entre zones dépendant de la fréquence en $f^{-\alpha}$ pour les basses fréquences et en f^{γ} pour les hautes fréquences (voir figure 3.3).

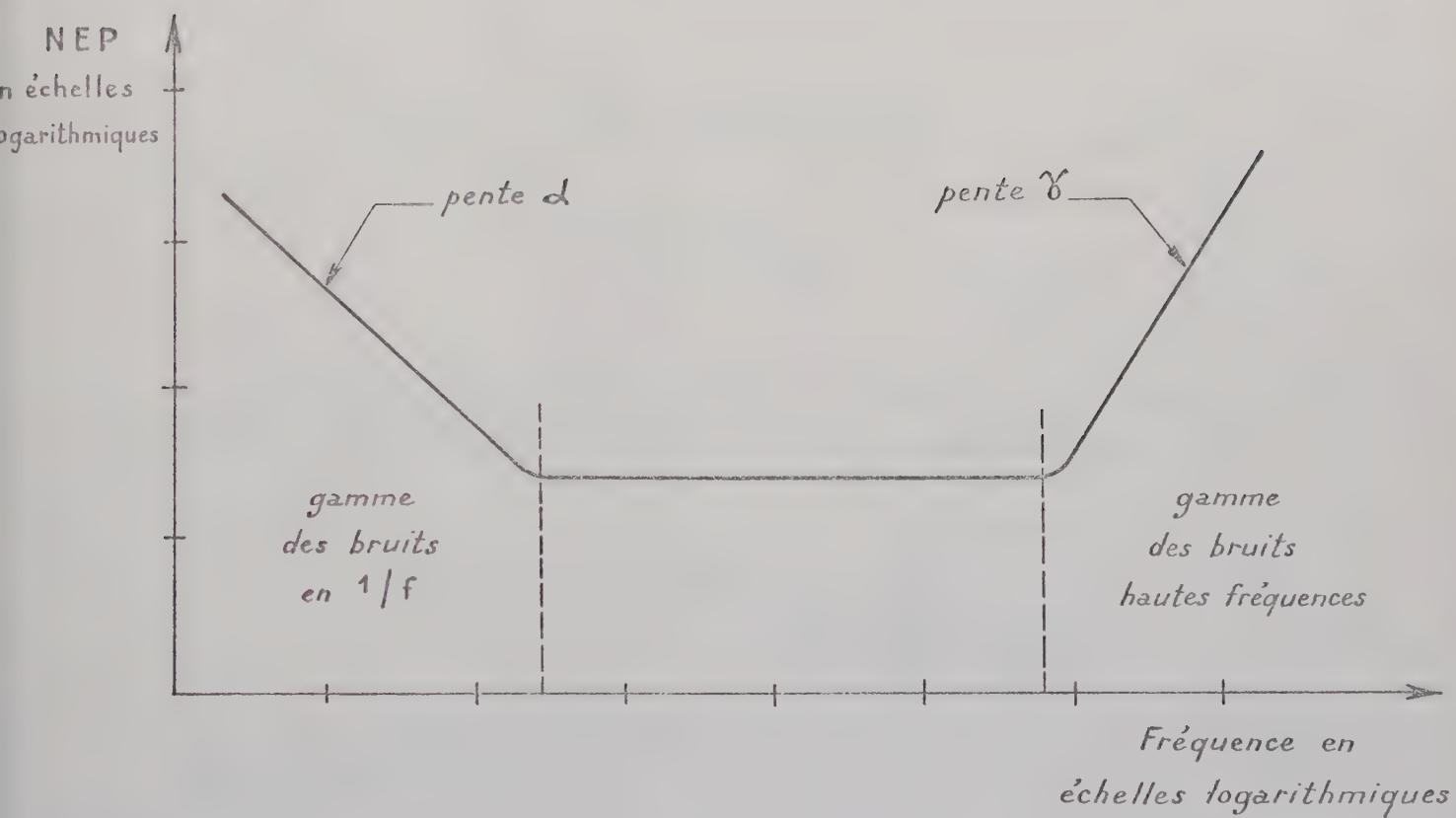


Figure 3-3-

Allure théorique de la courbe : puissance équivalente au bruit en fonction de la fréquence

III.2.5 - Bruit d'un récepteur hétérodyne

Comme au paragraphe précédent nous développons l'équation (3.2) en tenant compte des sources de bruit du récepteur hétérodyne.

$$\overline{|i_{\text{neq}}|_h^2} = \frac{2q(I_s + I_o + I_{co} + I_{ob} + \frac{CI^2}{f^\alpha}) + 4kT_o(F + \frac{T_d - T_o}{T_o}) \left[G_p(1 + G_p R_s) + R_s(C_p \omega)^2 \right] \Delta f}{(1 + G_p R_s)^2 + (R_s C_p \omega)^2} \quad (3.12)$$

D'où le courant équivalent de bruit:

$$(NEI)_h = \sqrt{\frac{2q(I_s + I_o + I_{co} + I_{ob} + \frac{CI^2}{f^\alpha}) + 4kT_o(F + \frac{T_d - T_o}{T_o}) \left[G_p(1 + G_p R_s) + R_s(C_p \omega)^2 \right] \Delta f}{(1 + R_s G_p)^2 + (R_s C_p \omega)^2}} \quad (3.13)$$

Le courant équivalent dû au mélange de l'onde oscillateur local avec l'onde signal s'écrit en valeur quadratique moyenne

$$\overline{|i_{\text{seq}}|_h^2} = \left(\frac{2 \eta q}{h \nu} \right)^2 \frac{P_o P_s}{2 \left[(1 + R_s G_p)^2 + (R_s C_p \omega)^2 \right]} \quad (3.14)$$

Des équations (3.12) et (3.14) nous déduisons la puissance équivalente au bruit:

$$(NEP)_h = \frac{h \nu \Delta f}{\eta} \left\{ 1 + \frac{I_s + I_{co} + I_{ob} + \frac{CI^2}{f^\alpha}}{I_o} + \frac{2kT_o}{q I_o} \left(F + \frac{T_d - T_o}{T_o} \right) \left[(1 + G_p R_s) G_p + R_s(C_p \omega)^2 \right] \right\} \quad (3.15)$$

En général le courant I_0 est grand devant tous les autres courants débités par la diode. Dans ces conditions le premier terme tient compte uniquement du bruit en $1/f$ du détecteur: en basse fréquence la détection hétérodyne sera limitée par le bruit en $1/f$ du détecteur. Si les deux termes de dégradation sont négligeables devant l'unité, nous retrouverons l'expression de la puissance minimale détectable (équation D-14).

En haute fréquence la discussion est identique à celle du paragraphe précédent, seulement il est possible de minimiser l'importance du second terme en augmentant le courant I_0 . Mais la puissance de l'oscillateur local est limitée par la saturation qui fait chuter la valeur du rendement quantique. Il existe alors un compromis permettant d'obtenir les performances optimales.

L'influence du préamplificateur est traduite par le second terme. Il est nécessaire de choisir le facteur de bruit de celui-ci, et la puissance d'oscillateur local de telle façon que ce second terme soit négligeable devant l'unité.

En basse fréquence nous pouvons tracer un diagramme (figure 3.4) représentant d'une part le facteur de bruit F en fonction de l'admittance de source G_p ; et d'autre part les régions du plan telles que:

$$1 > \frac{2kT_0}{qI_0} \left(F + \frac{T - T_0}{T_0} \right) G_p \quad (3.15)$$

pour différentes valeurs de I_0 .

La résistance bruit de la diode R_p dépend de la tension de polarisation du détecteur et du courant I_0 correspondant à la détection du rayonnement de l'oscillateur local; ce diagramme permet de choisir la tension de polarisation et la puissance de l'oscillateur local, de telle façon que l'influence du préamplificateur soit négligeable.

cteur de bruit du
éamplificateur en dB

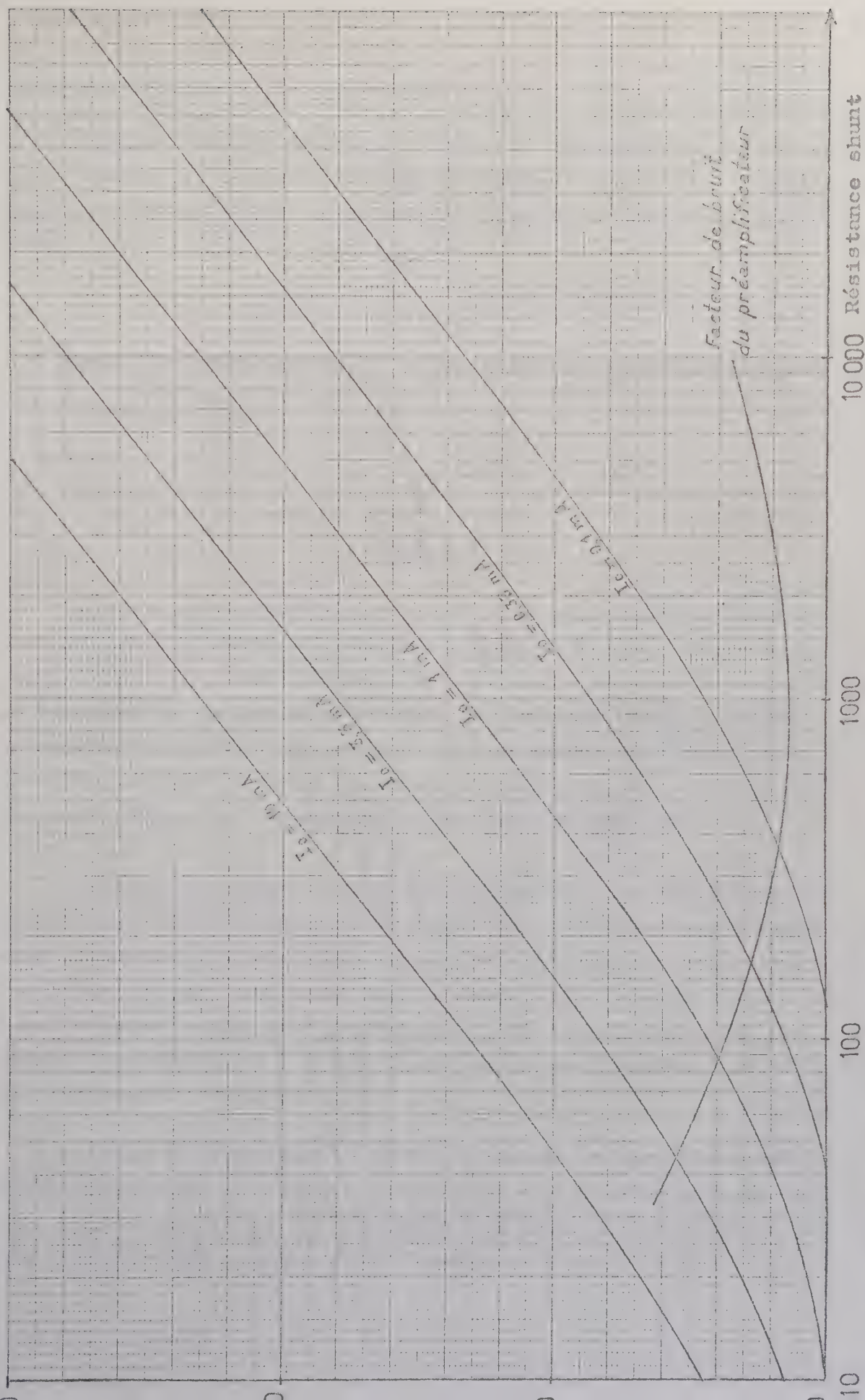


Figure 3.4 - Limite maximum du facteur de bruit du préamplificateur pour I_0 donné

III.2.6 - Comparaison entre détection directe et détection hétérodyne

Nous pouvons définir un critère de comparaison par le gain de détectivité G_d ; celui-ci est le rapport entre les puissances minimales détectables en détection directe et en détection hétérodyne

$$G_d = \frac{(NEP)_d}{(NEP)_h}$$

D'où l'expression de G_d pour un récepteur hétérodyne idéal

$$[(NEP)_h = \frac{h\nu\Delta f}{\eta}]$$

$$G_d = \frac{\eta A^{\frac{1}{2}}}{D^* \Delta f^{\frac{1}{2}} h\nu} \quad (3.16)$$

Si nous supposons le rendement quantique égal à l'unité et connaissant la courbe de détectivité du détecteur idéal refroidi (température de fond ambiant 290°K et angle d'ouverture de 30°), en fonction de la longueur d'onde de coupure; nous pouvons tracer la courbe théorique représentant l'expression $G_d A^{\frac{1}{2}} \Delta f^{\frac{1}{2}}$ (gain de détectivité par unité de bande et de surface) en fonction de la longueur d'onde de coupure du détecteur (figure 3.5).

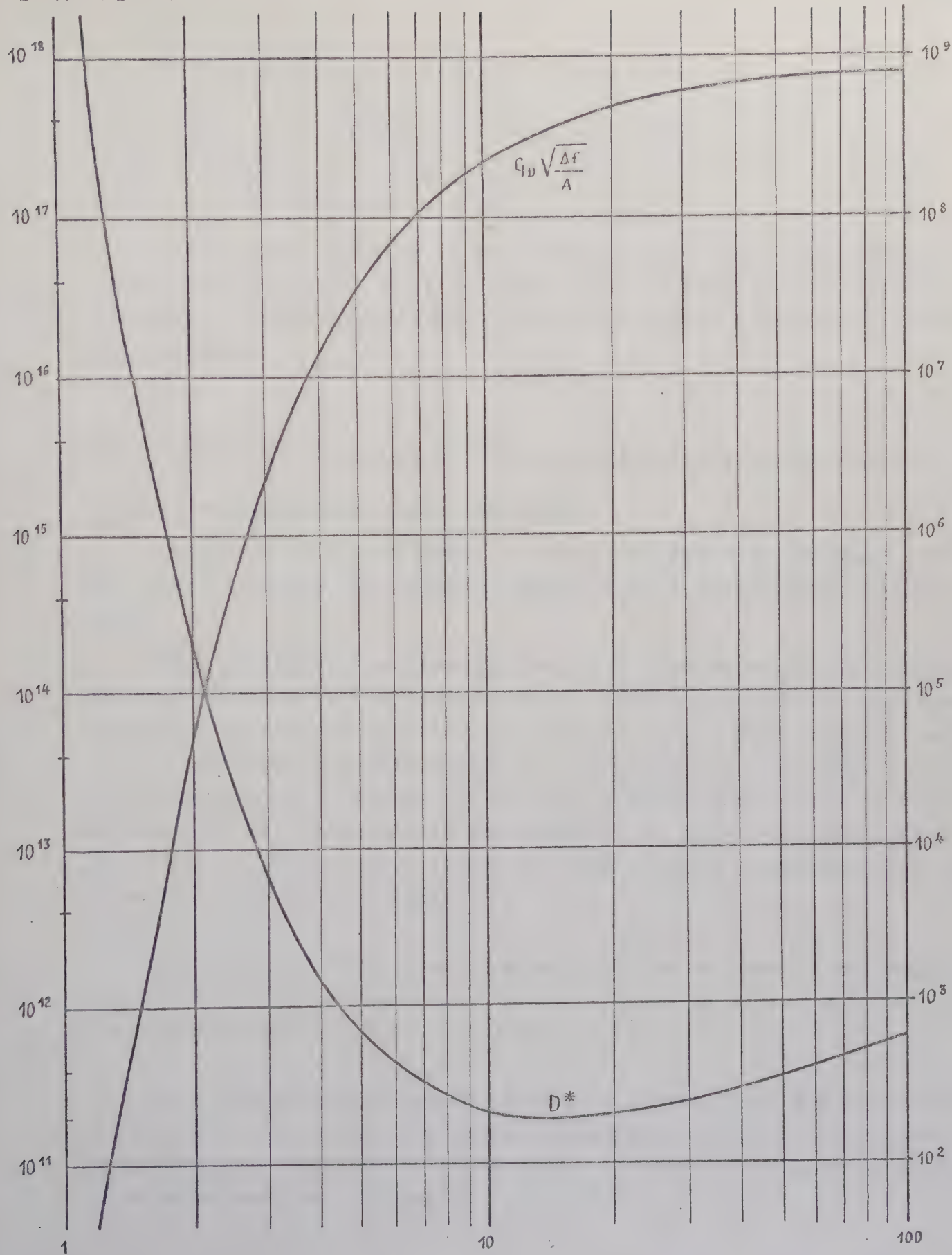
L'examen de cette courbe montre que le gain de détectivité apporté par la détection hétérodyne est très important dans l'infrarouge lointain. De plus, sa variation en fonction de la longueur d'onde de coupure est très rapide dans l'infrarouge proche mais devient presque nulle aux longueurs d'onde voisines de 100 μ m. Cette comparaison démontre l'intérêt que présente la détection hétérodyne dans la gamme infra-rouge.

Le gain de détectivité étant inversement proportionnel à la racine carrée de la bande passante, il est intéressant de savoir pour quelle valeur de Δf le gain est égal à l'unité pour une surface donnée (par exemple $2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$).

$$D^* W^{-1} \text{ Hz}^{1/2} \text{ cm}^{-1}$$

84.

$$G_D \sqrt{\frac{\Delta f}{A}} \text{ Hz}^{1/2} \text{ cm}^{-1}$$



LONGUEUR d'ONDE en μm

Figure 3-5 - Comparaison entre la détectivité et le gain de détectivité

A 10,6 μm la courbe figure 3.5 nous donne:

$$G_d A^{-\frac{1}{2}} \Delta f^{\frac{1}{2}} = 2,5 \cdot 10^8$$

d'où $(\Delta f)_{\text{max}} = 1,25 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$

Cette valeur voisine de la fréquence de l'onde infra-rouge montre que, quelle que soit la bande passante pratique utilisée, le récepteur hétérodyne sera plus performant que le récepteur à détection directe.

III.3 - Mesure du bruit des détecteurs photovoltaïques CdS Hg_{1-x}Te

III.3.1 - Généralités - Banc de mesure

La mesure du niveau bruit du détecteur présente un grand intérêt pour le calcul des systèmes dans lesquels seront inclus le détecteur.

Pour l'utilisation dans un récepteur directe on définit couramment ce niveau de bruit à partir de la connaissance de la détectivité étale D^* du détecteur. Celle-ci étant mesurée à 1800 cycles/seconde et en l'absence de polarisation, ne fournit que peu de renseignements sur la nature et le niveau relatif des différentes sources de bruit. De plus, il est prévu que la polarisation du détecteur augmentera le bruit dans la gamme basse fréquence, aussi doit-on connaître les limites de cette zone de bruit.

En détection hétérodyne le même problème se pose et la comparaison des spectres de bruit dans les deux types de récepteurs apportera des renseignements sur la nature des bruits.

Pour ces mesures le détecteur en essai est placé à l'entrée d'un préamplificateur à faible bruit de gain connu, le bruit en sortie est mesuré sur un récepteur sélectif dont la bande équivalente de bruit a été déterminée au préalable.

Un circuit de polarisation placé en dérivation sur le détecteur et l'entrée du préamplificateur permet de faire varier le courant continu traversant le détecteur; celui-ci doit être conçu de telle façon qu'aucun bruit supplémentaire ne soit ajouté à ceux du détecteur et du préamplificateur.

Un laser stabilisé à gaz carbonique éclaire le détecteur pour les mesures en détection hétérodyne.

III.3.2 - Spectres de bruit en basse fréquence

En détection directe les spectres de bruit des détecteurs ont été relevés pour plusieurs valeurs du courant total traversant le détecteur (figures 3.6 et 3.7) et comparés aux bruits shot correspondant à ce courant. Il apparaît que le bruit basse fréquence (ou en $1/f$) du détecteur est très important et s'étend sur une gamme de fréquence de l'ordre du mégahertz. L'expression du spectre peut être mise sous la forme:

$$|i_{nf}|^2 = 2q \frac{C I^2}{f^\alpha}$$

En effet le courant de bruit est proportionnel au courant traversant le détecteur (figure 3.8) et la pente du spectre dépend du détecteur.

Sur certains détecteurs tels que le PV 548 il existe deux pentes différentes:

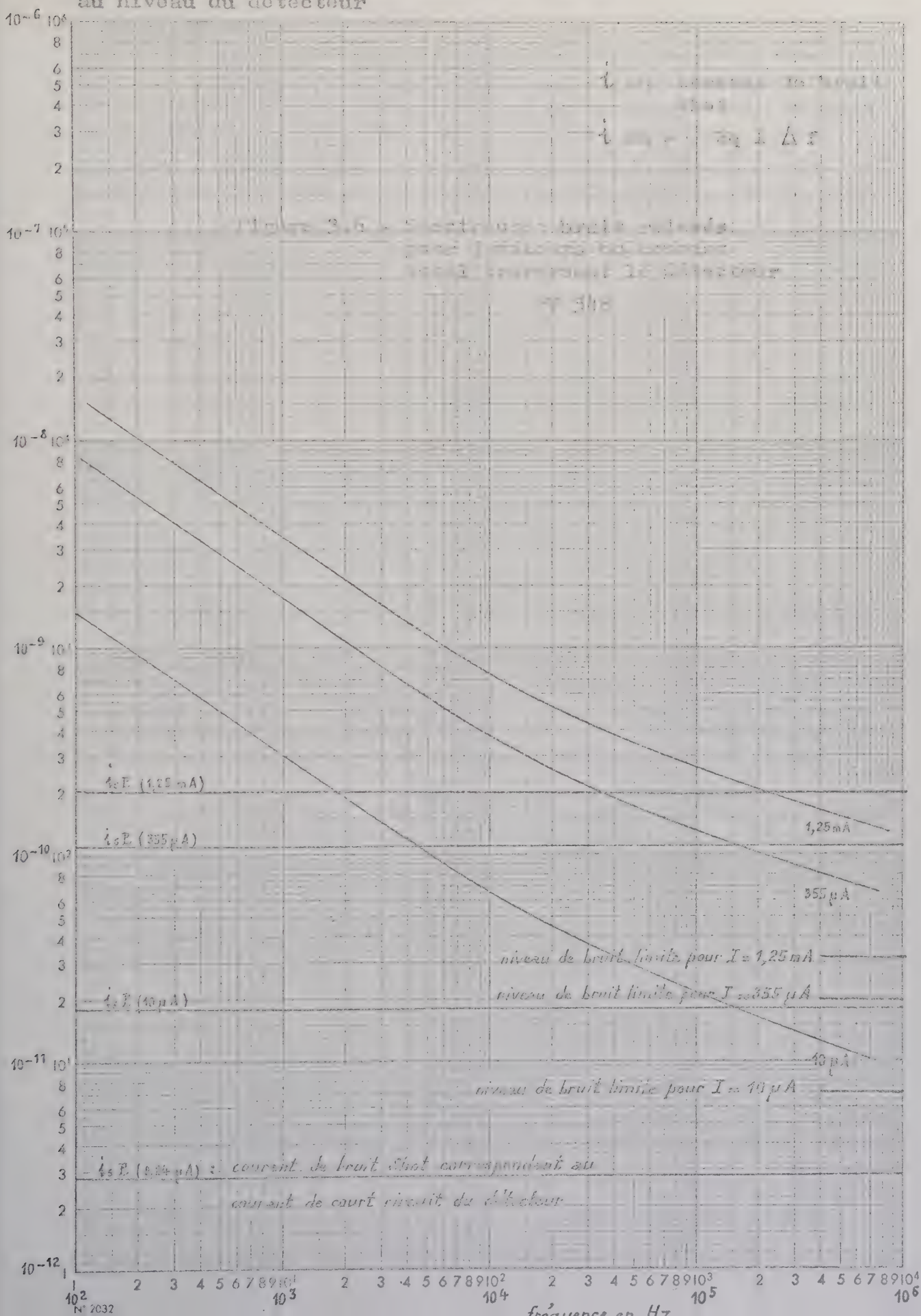
$\alpha \sim 1,3$ pour les fréquences inférieures à 10 kHz

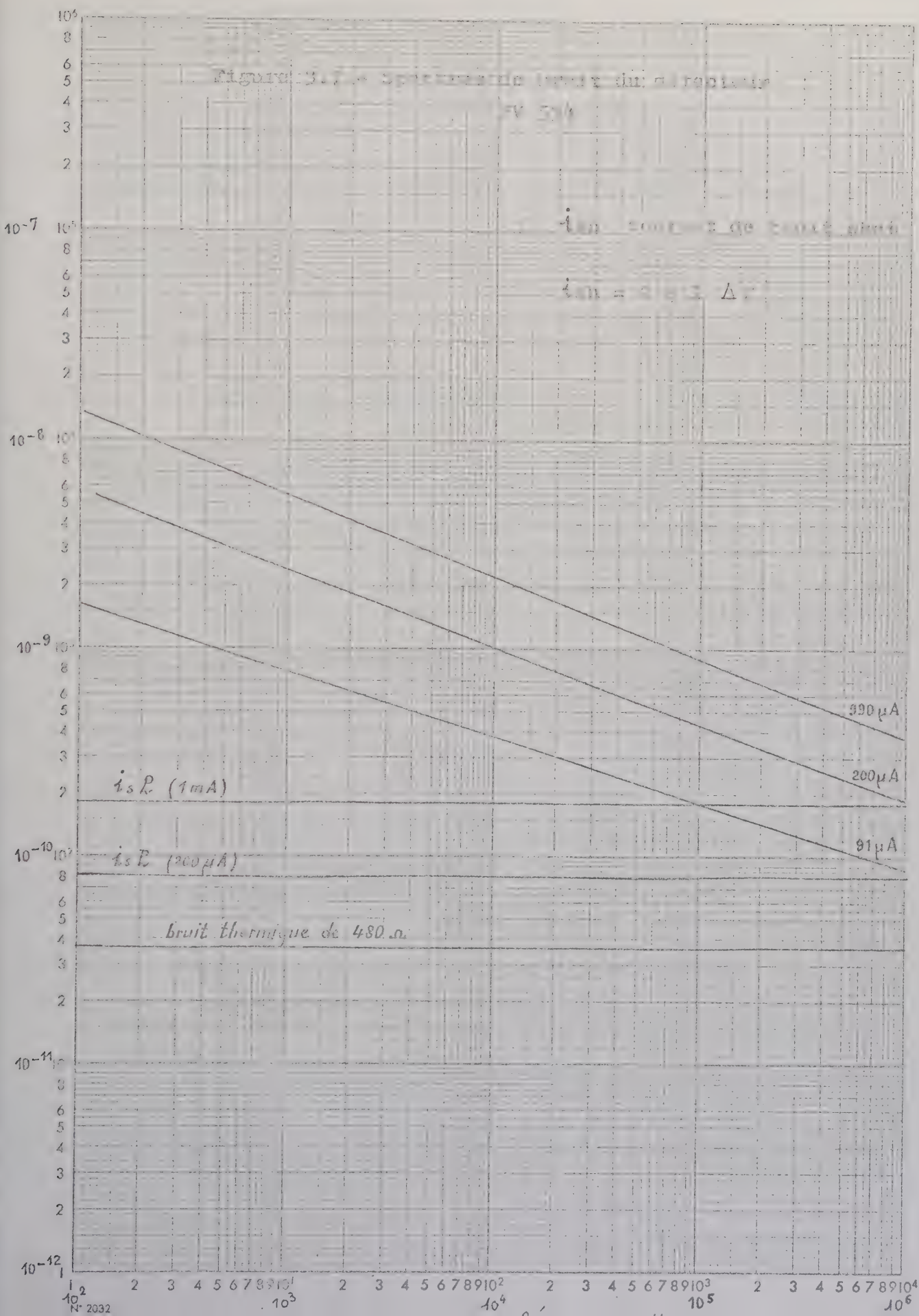
$\alpha \sim 0,80$ pour les fréquences comprises entre 10 kHz et 1 MHz

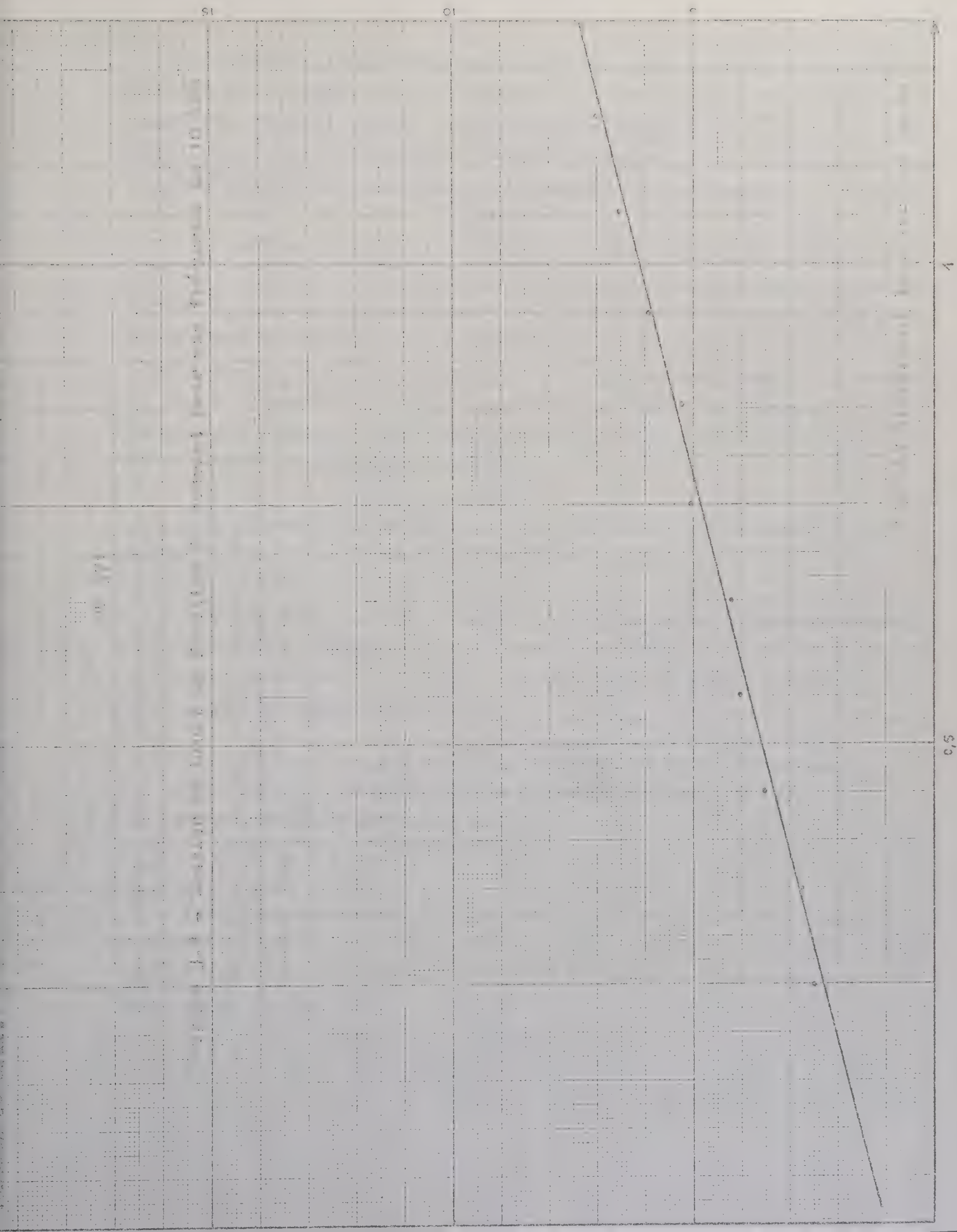
Sur d'autres détecteurs (constituant la plus grande part) tel que le PV 534 la pente est constante et voisine de 0,80.

Courant de bruit dans une bande de 100 Hz
au niveau du détecteur

87.







Ces bruits supplémentaires sont liés aux contacts et à l'inhomogénéité du cristal, en particulier ils dépendent de la qualité de la jonction. On peut penser que les microchargées, qui se déplacent sur la caractéristique diode par des sautements plus ou moins fréquents dans la région inverse, sont à l'origine de ces bruits.

On peut constater aussi sur la figure 3.6 que, en l'absence de bruit en $1/f$ (c'est-à-dire pour des fréquences supérieures à 1 kHz), le niveau de bruit est inférieur à celui du bruit shot correspondant au courant total traversant le détecteur, mais semble plutôt tendre vers le niveau de bruit shot correspondant au courant de court-circuit de la diode c'est-à-dire du bruit thermique lié à la résistance dynamique du détecteur au point de polarisation considéré et du bruit du préamplificateur.

Les résistances dynamiques des détecteurs étant généralement faibles, il s'agit surtout du bruit thermique.

Par exemple pour la diode PV 3A3 l'impédance dynamique maximale obtenue pour un courant de 10 μ A est de l'ordre de 10 K Ω et son courant de court-circuit 0,85 μ A. Les courants de bruit correspondants sont pour une bande de 100 Hz:

$$|i_{th}| = 6,5 \cdot 10^{-12} \text{ A (courant de bruit thermique)}$$

$$|i_{sh}| = 2,8 \cdot 10^{-12} \text{ A (courant de bruit shot)}$$

et le courant de bruit total est:

$$|i_t| = 7,2 \cdot 10^{-12} \text{ A}$$

Pour les autres valeurs du courant de polarisation, les impédances dynamiques sont respectivement égales à 1 K Ω et 400 Ω dans les courants de bruit thermique sont à fortiori plus élevés que le courant de bruit shot:

$$|i_{th}(1 \text{ K})| = 2 \cdot 10^{-11} \text{ A}$$

$$|i_{th}(400 \Omega)| = 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ A}$$

En haute fréquence (au delà de 10 MHz) il ne nous a pas été possible de vérifier que le bruit du détecteur était d'origine thermique par suite des valeurs élevées des facteurs de bruit des préamplificateurs utilisés pour l'analyse du bruit du détecteur considéré.

En détection hétérodyne l'analyse des bruits est différente car elle se situe au niveau de bruit élevé créé par l'éclairement important du détecteur.

Les spectres basse fréquence relevés sur le détecteur PV 548 sont représentés à la figure 3.9. En dessous de 10 kHz on observe un bruit important dû au bruit du laser oscillateur local (fluctuations de la décharge). Au delà et jusqu'à 1 MHz environ le bruit en $1/f$ du détecteur est prépondérant sur le bruit quantique induit par l'éclairement du détecteur.

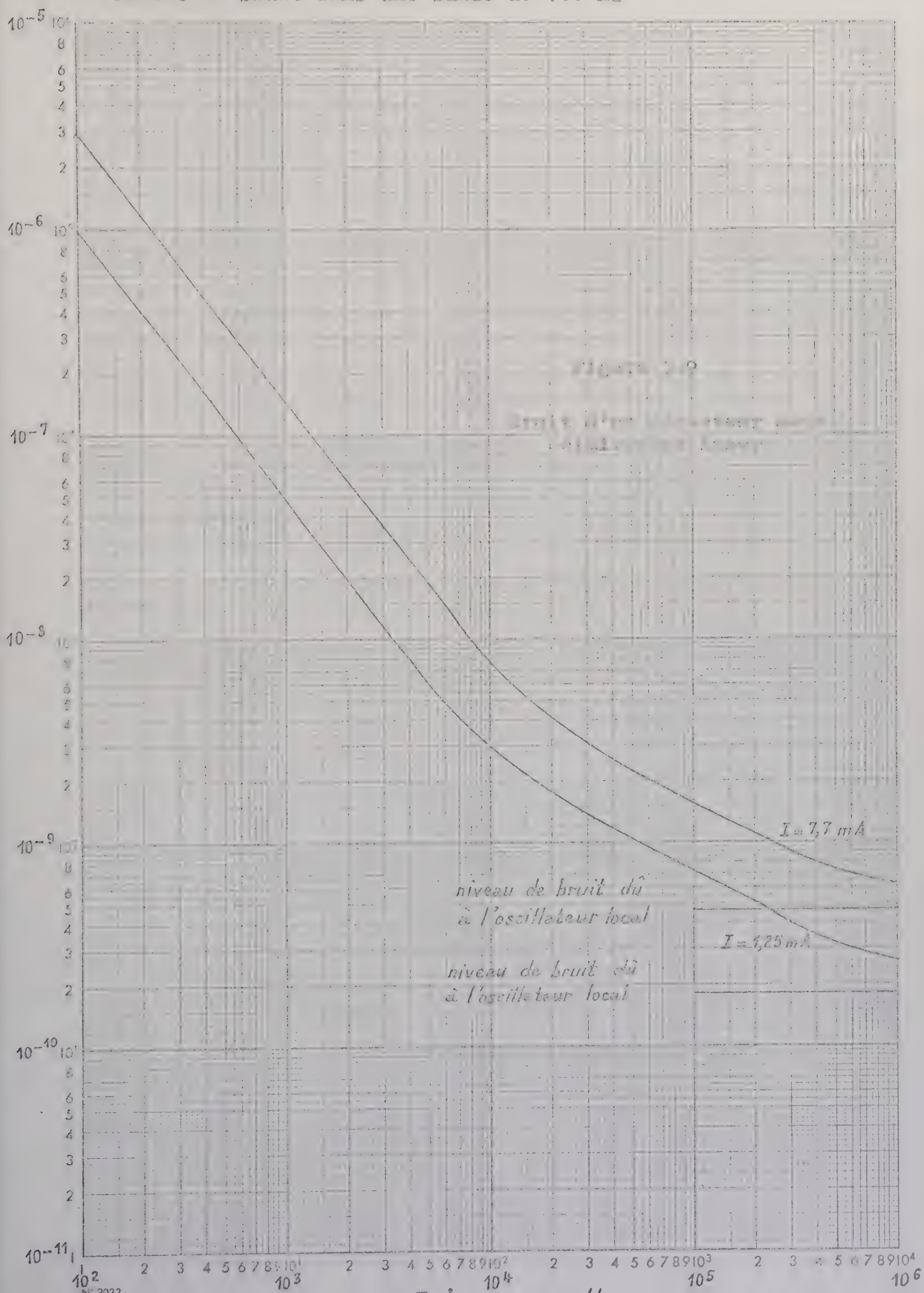
D'autres mesures et particulièrement celle de la puissance équivalente au bruit en détection hétérodyne, ont confirmé ce résultat (figure 3.10).

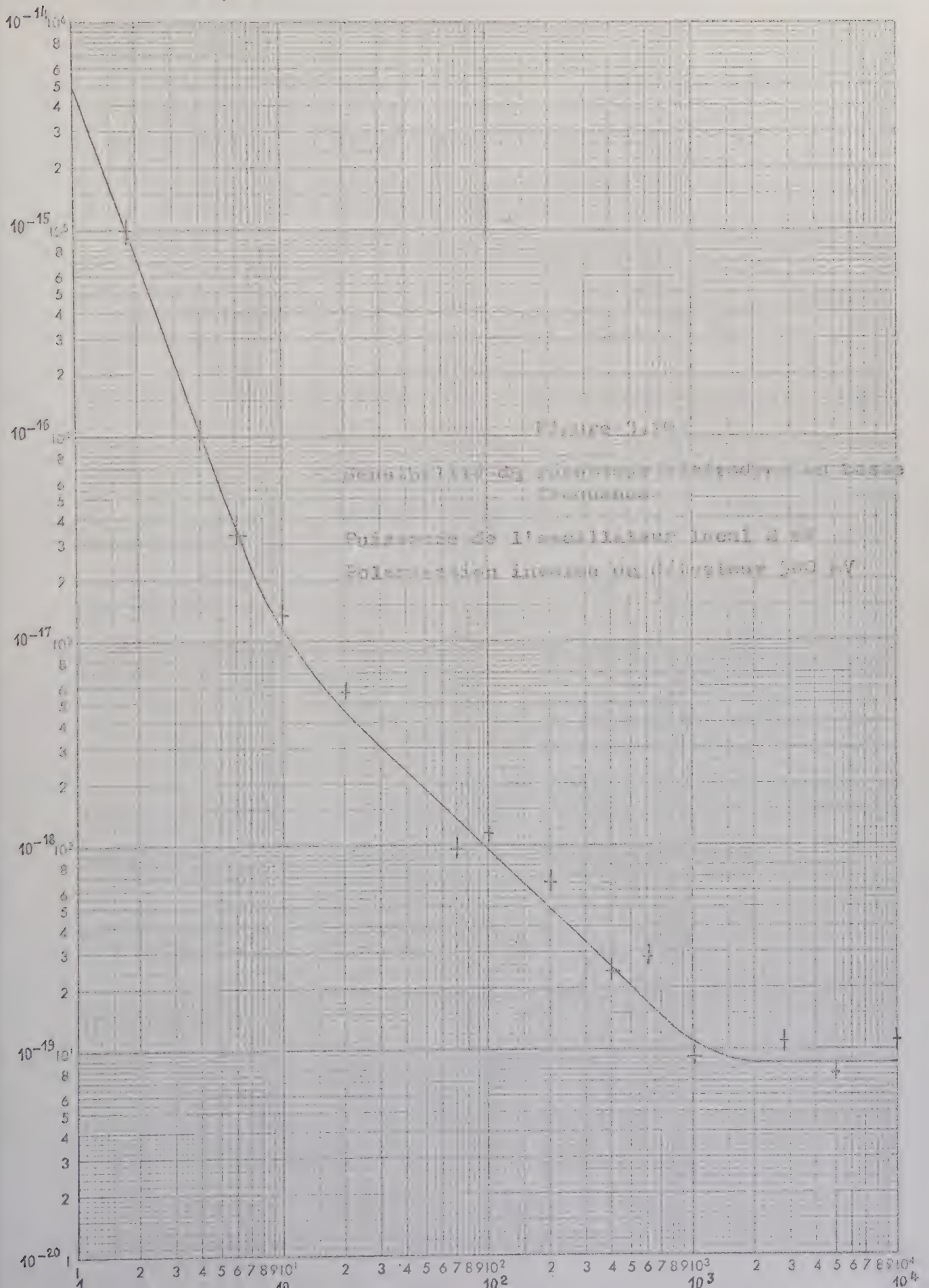
Il apparaît donc que la fréquence interne d'un détecteur hétérodyne utilisant ces détecteurs doit être supérieure à 1 MHz pour obtenir les meilleures performances.

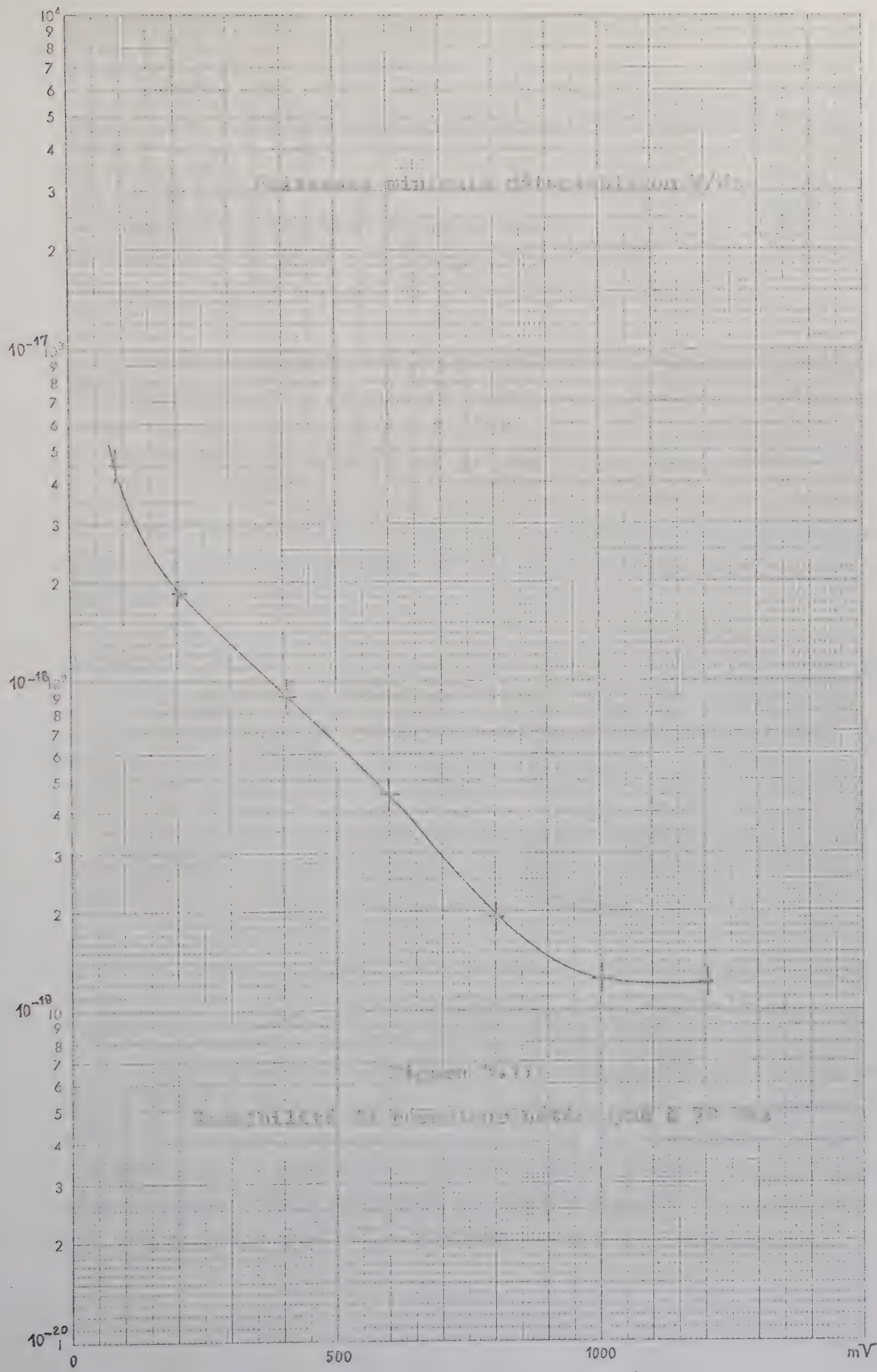
III.3.3 - Mode de bruit en haute fréquence et en détection hétérodyne

Nous avons effectué des mesures de bruit sous éclairement laser de 2 mW à 70 MHz et pour différentes polarisations inverses du détecteur. Les résultats obtenus (figure 3.11) montrent l'influence de l'impédance inverse du détecteur sur le bruit.

- Entre 0 et -200 mV; la résistance shunt et le courant dû à l'oscillateur local augmentent tandis que la capacité de jonction diminue.







- Entre -300 mV et -600 mV: la résistance shunt et le courant restent pratiquement constants, la capacité diminuant toujours.

- Au delà de 600 mV, la résistance shunt diminue ainsi que la capacité de jonction et le courant I_0 augmente très légèrement. La variation de tous ces facteurs dans le sens indiqué contribue à réduire le bruit lorsque la polarisation augmente.

Ces mesures montrent l'importance de la polarisation inverse du détecteur sur le niveau de bruit d'un récepteur hétérodyne et la possibilité de détecter avec une fréquence intermédiaire de 70 MHz un signal dont la densité de puissance est voisine de 10^{-19} W/Hz.

Des fréquences intermédiaires plus élevées que 70 MHz pourraient certainement être utilisées avec des détecteurs plus rapides tels que le PV 499.

III.3.4 - Influence de la puissance d'oscillateur local sur le bruit d'un récepteur hétérodyne

La puissance de l'oscillateur local agit sur le niveau de bruit d'un récepteur hétérodyne d'après la relation 3.15.

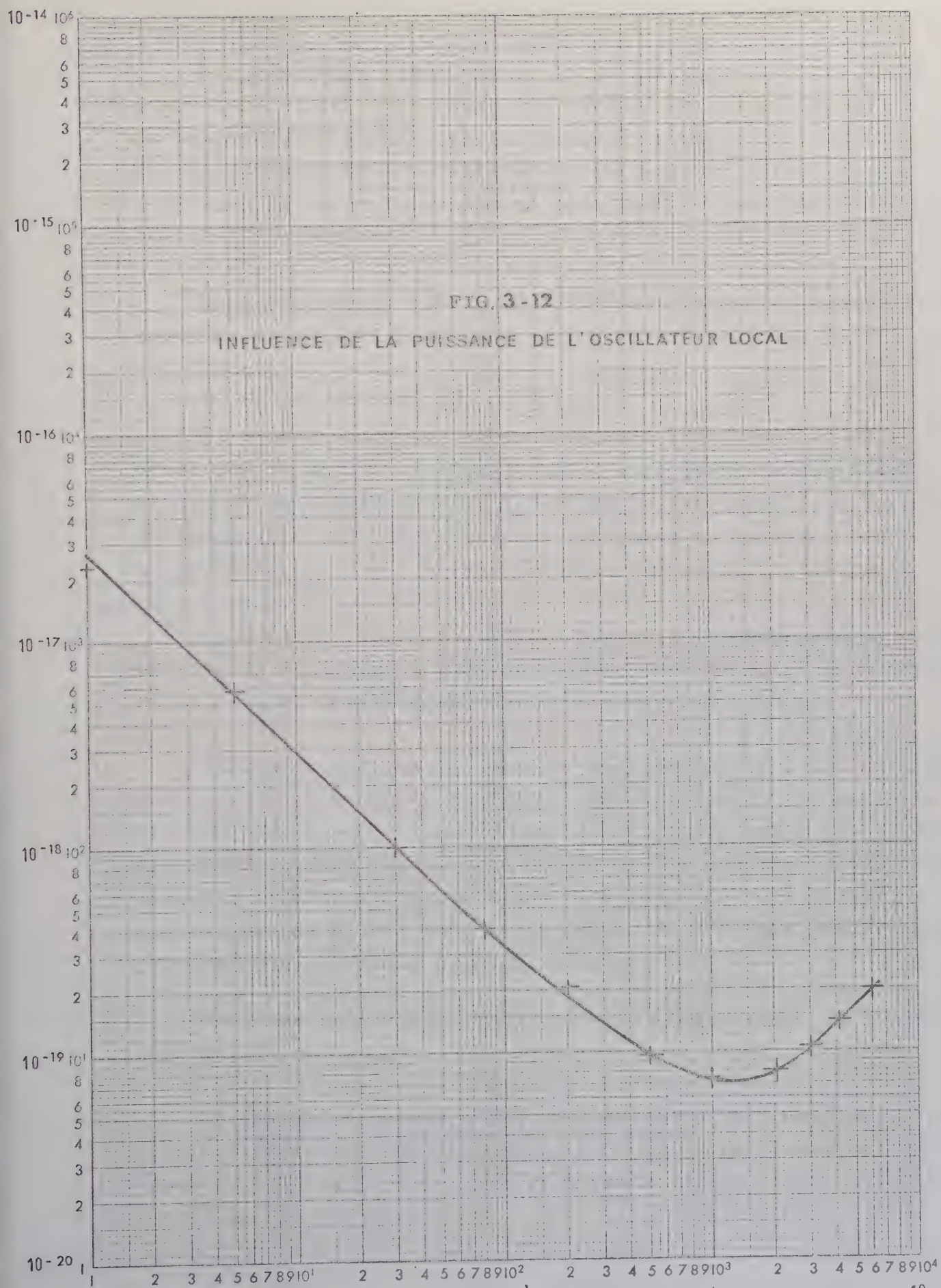
Il faut cependant remarquer que dans cette expression il existe deux facteurs fonctions implicites de la puissance: le rendement quantique et l'impédance dynamique inverse.

Les mesures de bruit en fonction de la puissance d'oscillateur local ont été effectuées jusqu'à 6 mV (voir figure 3.12).

On observe que jusqu'à $0,2$ mV la puissance équivalente au bruit décroît linéairement avec une pente unité conformément à l'expression théorique en supposant η et G_p constants. Au delà l'influence de la saturation se fait sentir, le rendement quantique diminue ainsi que l'impédance dynamique inverse. Ce qui se traduit par une augmentation de la puissance équivalente au bruit.

FIG. 3-12

INFLUENCE DE LA PUISSANCE DE L'OSCILLATEUR LOCAL



Ces résultats dépendent de la polarisation inverse, aussi avons-nous étudié séparément les niveaux de saturation des détecteurs en mesurant le courant continu délivré par le détecteur en fonction de la puissance de l'oscillateur local (figure 3.13). Nous en déduisons immédiatement le rendement quantique en fonction de la puissance de l'oscillateur local.

Nous remarquons que le détecteur est linéaire jusqu'à 30 μW pour une polarisation nulle et jusqu'à 1 mW pour une polarisation de 1000 mV.

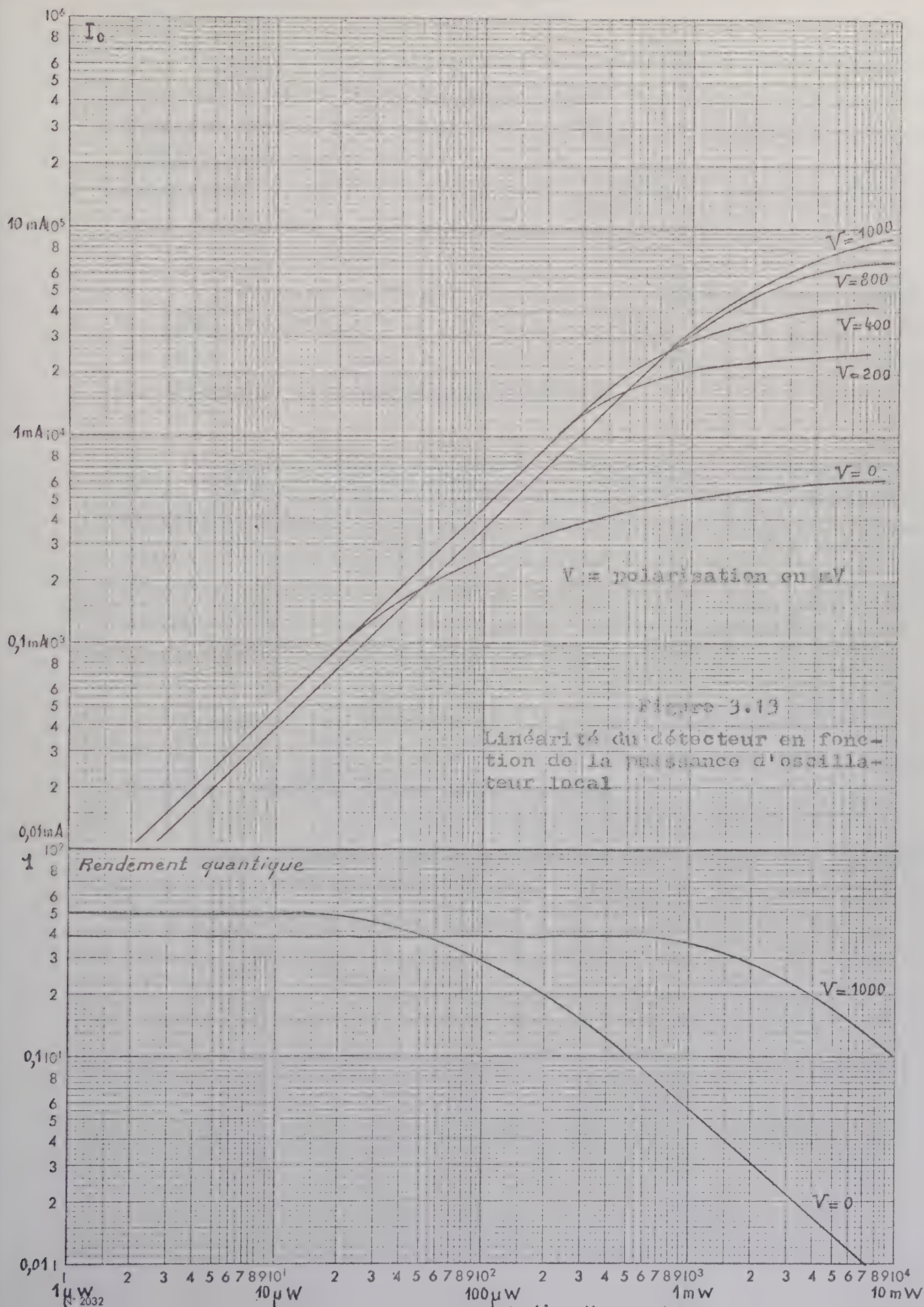
Il semble que cette saturation soit due au nombre de porteurs créés par rapport à la concentration en porteurs minoritaires. En effet une puissance de 1 mW à 10,6 μm correspond à $5 \cdot 10^{16}$ photons incidents par seconde et pour un rendement de quantique de 0,4 à la création de $2 \cdot 10^{16}$ paires électrons trous par seconde.

Pendant une durée de vie des porteurs minoritaires, ceux qui sont créés se trouvent dans un volume ayant la surface du détecteur comme base et une longueur de diffusion comme hauteur.

Si l'on admet que la durée de vie des porteurs minoritaires est de l'ordre de 10^{-10} (cette valeur correspond à la rapidité observée sur le détecteur PV 499) et que la longueur de diffusion des porteurs minoritaires est de l'ordre de quelques dizaines de microns, le volume considéré est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-7} cm^3 (pour une surface de $2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$) et le nombre de porteurs minoritaires présents dans ce volume est voisin de $2 \cdot 10^6$.

D'où une concentration en porteurs minoritaires de l'ordre de 10^{12} à 10^{13} cm^{-3} .

Le dopage des zones p est de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} et la concentration intrinsèque de l'ordre de 10^{13} cm^{-3} . On trouve que la concentration de porteurs minoritaires à l'équilibre est voisin de 10^9 cm^{-3} .



Il paraît donc raisonnable de penser que la saturation soit due à un excédent de porteurs minoritaires par rapport à l'équilibre, d'autant que si l'on se reporte au calcul du rendement quantique du paragraphe I les formules utilisées ne sont valables que dans les conditions où le rayonnement crée un nombre de porteurs minoritaires très inférieurs à leur concentration à l'équilibre.

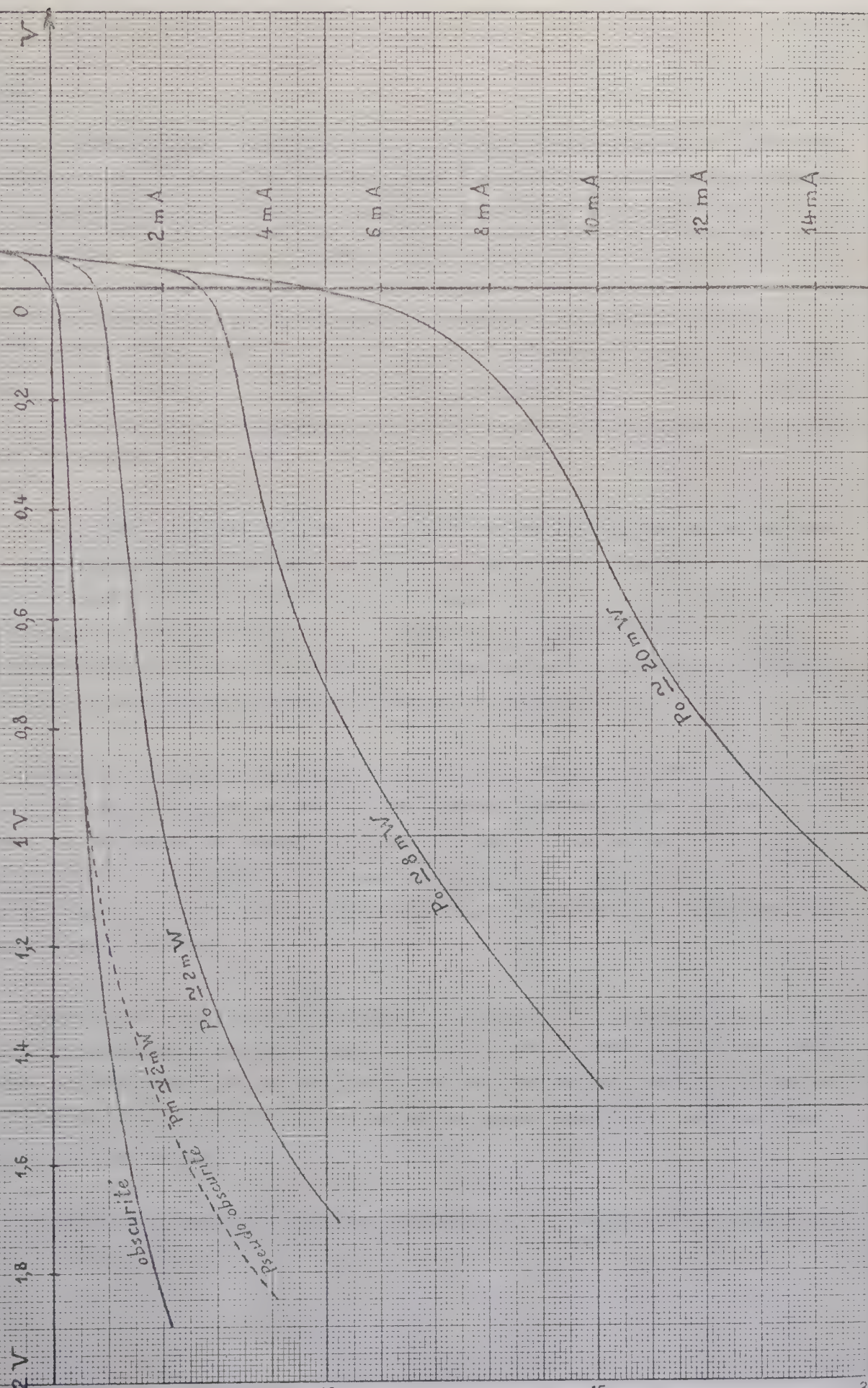
L'influence de la polarisation est liée à la forme coudée de la caractéristique $I = f(V)$ sous fort éclairage (voir figure 3.14). Ce coude s'étend jusqu'à la tension correspondant à la désaturation du détecteur pour une puissance donnée.

Un autre phénomène observé est celui de l'échauffement de la diode. Si l'on trace la caractéristique d'obscurité en présence d'un éclairage moyen important (celle-ci est relevée sur un traceur de courbe, le détecteur étant éclairé par un rayonnement modulé en créneau à 100% et à une fréquence de l'ordre de 1 kHz), on remarque une chute de l'impédance dynamique inverse comparable à celle observée lors d'un échauffement de la diode.

Cependant ce phénomène ne se présente que sur certaines diodes et nous n'avons pas pu mettre en évidence une constante de temps thermique relative à cet échauffement.

Il est possible que la saturation soit causée par la combinaison de tous ces effets; échauffement, courbure de la caractéristique et excès de porteurs minoritaires.

Figure A.14 - Caractéristiques courant-tension IV 5-8
sous polarisation laser



CONCLUSIONS

Les performances des détecteurs photovoltaïques au tellure de mercure - tellure de cadmium que nous avons mesurés sont très encourageantes pour la réalisation de liaisons de télécommunications infra-rouge:

- Les détectivités spectrales maximales se situent entre $2 \cdot 10^{10}$ et $5 \cdot 10^{10}$ $\text{cm Hz}^{\frac{1}{2}} \text{W}^{-1}$ en l'absence de polarisation, mais des valeurs de l'ordre de 10^{10} $\text{cm Hz}^{\frac{1}{2}} \text{W}^{-1}$ peuvent être obtenues au delà de 1 MHz et jusqu'au voisinage de la fréquence de coupure en présence de polarisation.

- Le rendement quantique peut atteindre 20% lorsque le détecteur est éclairé par la face p, et dépasse cette valeur lorsque le détecteur est éclairé par la face n (configuration détecteur à fenêtre). Dans ce dernier cas, le rendement quantique varie avec la polarisation et les résultats obtenus avec les premiers détecteurs utilisant cet effet sont très prometteurs.

- Des résistances inverses de l'ordre de 100 K Ω ont été obtenues, mais les valeurs moyennes se situent entre 1 et 10 K Ω . Il semble que la mise en oeuvre de nouvelles technologies permettra d'améliorer ce résultat et de rendre possible l'application de tensions de polarisation plus élevées sans détériorer le détecteur ni augmenter son bruit.

- Les résistances séries sont couramment de l'ordre de 10 Ω et cette valeur est encore anormalement élevée pour une diode. Il semble que l'opération de décapage de la diode soit à l'origine de ce phénomène, aussi de nouvelles techniques sont envisagées pour diminuer cette valeur.

- Les fréquences de coupure dépassent la centaine de megahertz

en présence de polarisation et nous avons pu obtenir une valeur voisine du gigahertz. Ces résultats confirment que l'effet photovoltaïque est très rapide; de plus la comparaison des courbes de réponse en fréquence avec celles du réseau équivalent permet de situer la valeur de la durée de vie des porteurs minoritaires au voisinage de 10^{-10} s. Il sera donc possible en diminuant la capacité de jonction de la diode et en optimisant les épaisseurs des zones n et p d'obtenir des diodes dont la fréquence de coupure sera supérieure au gigahertz.

- L'étude des performances de ces détecteurs dans un récepteur hétérodyne, qui dans cette gamme de longueur d'onde présente un intérêt considérable par suite de la faible énergie du photon, a montré qu'il était possible de détecter un signal dont la densité de puissance est voisine de 10^{-19} W/Hz. Ce qui représente un gain de détectivité de l'ordre de 70 dB par rapport à la détection directe et cela pour des fréquences intermédiaires dont la valeur est supérieure à 1 MHz et au moins égale à 70 MHz.

- Les niveaux de puissance de l'oscillateur local dans cette opération doivent être situés au voisinage du milliwatt ce qui constitue un bon compromis entre la dissipation excessive, la saturation et un gain de conversion élevé.

De nouveaux progrès sont encore envisageables dans le domaine des performances, mais ils sont largement conditionnés avant tout par ceux réalisés sur la métallurgie de la solution et sur la technologie des diodes. En particulier il semble d'ores et déjà certain que les détecteurs à fenêtre réalisent le meilleur compromis sensibilité - bande passante puisque l'absorption a lieu dans la zone de charge d'espace.

La température de fonctionnement relativement élevée de ce type de détecteur : (77°K à 110°K) présente un avantage par rapport aux dispositifs photoconducteurs aux performances voisines ou légèrement

supérieures tels que Ge : Hg ; Ge : Cu qui nécessite l'emploi d'hélium liquide (4°K). Aussi l'utilisation de détecteurs photovoltaïques au tellurure de mercure - tellurure de cadmium dans un récepteur hétérodyne offre un intérêt certain pour les futures télécommunications spatiales telles que le programme américain de transmission expérimentale à $10,6 \mu$ entre satellites ATS F et G (26) (27). (27 bis).

ANNEXE A

ETUDE DU RENDEMENT QUANTIQUE DES DETECTEURS PHOTOVOLTAIQUES
A FENETRE

-

A.1 - EXPRESSION DU RENDEMENT QUANTIQUE (28)

Le calcul, permettant d'établir l'expression du rendement quantique, est sensiblement identique à celui du paragraphe I.3, mais les conditions aux limites des différentes grandeurs sont différentes. Le schéma de la photodiode est représenté sur la figure A.1.

Nous considérons que l'absorption utile n'a lieu qu'à partir de l'abscisse $x = 0$; c'est-à-dire que la production de paires électrons trous suit la loi:

$$g(x) = \phi T_n e^{-\alpha x}$$

T_n transmission de la zone n

α coefficient d'absorption

ϕ flux de photons incidents

La densité de courant total I_{tot} est la somme de la densité de courant I_{dl} due aux charges créées dans la zone de déplétion et de la densité de courant de diffusion I_{dif} des porteurs minoritaires créés dans la zone p.

Le courant drift a pour expression:

$$I_{dl} = q \int_0^w g(x) dx = q \phi T_n (e^{-\alpha w} - 1)$$

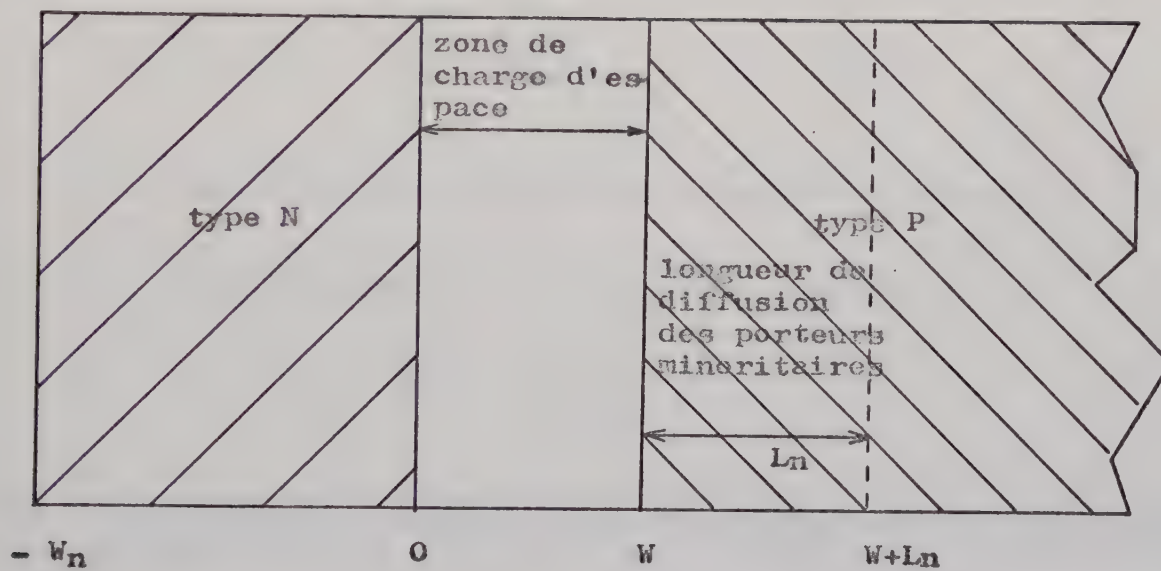


Figure A.1

Coupe schématique d'une photodiode éclairée par la face n

Le courant de diffusion s'obtient en résolvant l'équation différentielle pour

$$D_e \frac{\partial^2 (\Delta n)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_e} + g(x) = 0$$

Avec les conditions aux limites suivantes:

$$\begin{aligned} \Delta n &= 0 & \text{pour } x &= \infty \\ \Delta n &= n_0 & \text{pour } x &= 0 \end{aligned}$$

Tous calculs faits on trouve:

$$I_{\text{dif}} = -q \phi T_n \frac{\alpha L_e}{1 + \alpha L_e} e^{-\alpha w} - q p_0 \frac{D_e}{L_e}$$

(Les notations sont identiques à celles du paragraphe I.3).

D'où l'expression du rendement quantique:

$$\eta = T_n \left(1 - \frac{e^{-\alpha w}}{1 + \alpha L_e} \right)$$

A.2 - VARIATION DU RENDEMENT QUANTIQUE AVEC LA POLARISATION INVERSE DU DETECTEUR

A.2.1 - Variation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace

La polarisation inverse d'une diode modifie l'épaisseur de la zone de charge d'espace selon une loi qui dépend du profil de dopage. Ce phénomène se traduit par la variation de la capacité de jonction de la diode, il y aura donc une relation entre cette variation et celle du rendement quantique. En général l'épaisseur de la zone de charge d'espace varie comme $V^{1/2}$ ou comme $V^{1/3}$. On pourra écrire l'expression du rendement quantique sous la forme:

$$\eta = T_n \left(1 - \frac{e^{-\alpha w_0 V^\gamma}}{1 + \alpha L_e} \right)$$

où γ sera égal à $\frac{1}{2}$ ou à $\frac{1}{3}$

A.2.2 - Variation de la transmission de la zone n

La transmission de la zone n peut être écrite sous forme:

$$T_n = (1 - R) e^{-\alpha_n w_n}$$

où R désigne le coefficient de réflexion du passage vide semi-conducteur

α_n le coefficient d'absorption dans la zone n

w_n l'épaisseur de la zone n

w_n varie aussi avec la polarisation puisque la zone de charge d'espace s'étend sur les zones n et p.

Lorsque la tension croît w_n diminue donc la transmission augmente et tend vers $(1 - R)$, ceci dépendra de la longueur d'onde et plus particulièrement pour les longueurs d'ondes courtes où le coefficient d'absorption α_n est important.

La conjugaison de ce phénomène et de l'élargissement de la zone de charge d'espace peut entraîner un déplacement du pic de réponse spectrale du détecteur.

A.2.3 - Résultats expérimentaux

Le rendement quantique d'un détecteur de ce type a été mesuré à différentes longueurs d'ondes et pour différentes polarisations (figure A.2). On observe effectivement un déplacement du pic de réponse spectrale et l'on obtient des rendements quantiques voisins du maximum (68% compte tenu du coefficient de réflexion).

L'augmentation du rendement quantique étant plus importante du côté des longueurs d'ondes courtes, on en déduit que l'extension de la zone de charge d'espace est plus grande côté n que du côté p ce qui permet de confirmer que le dopage de la zone n est plus faible que celui de la zone p.

Figure A.2

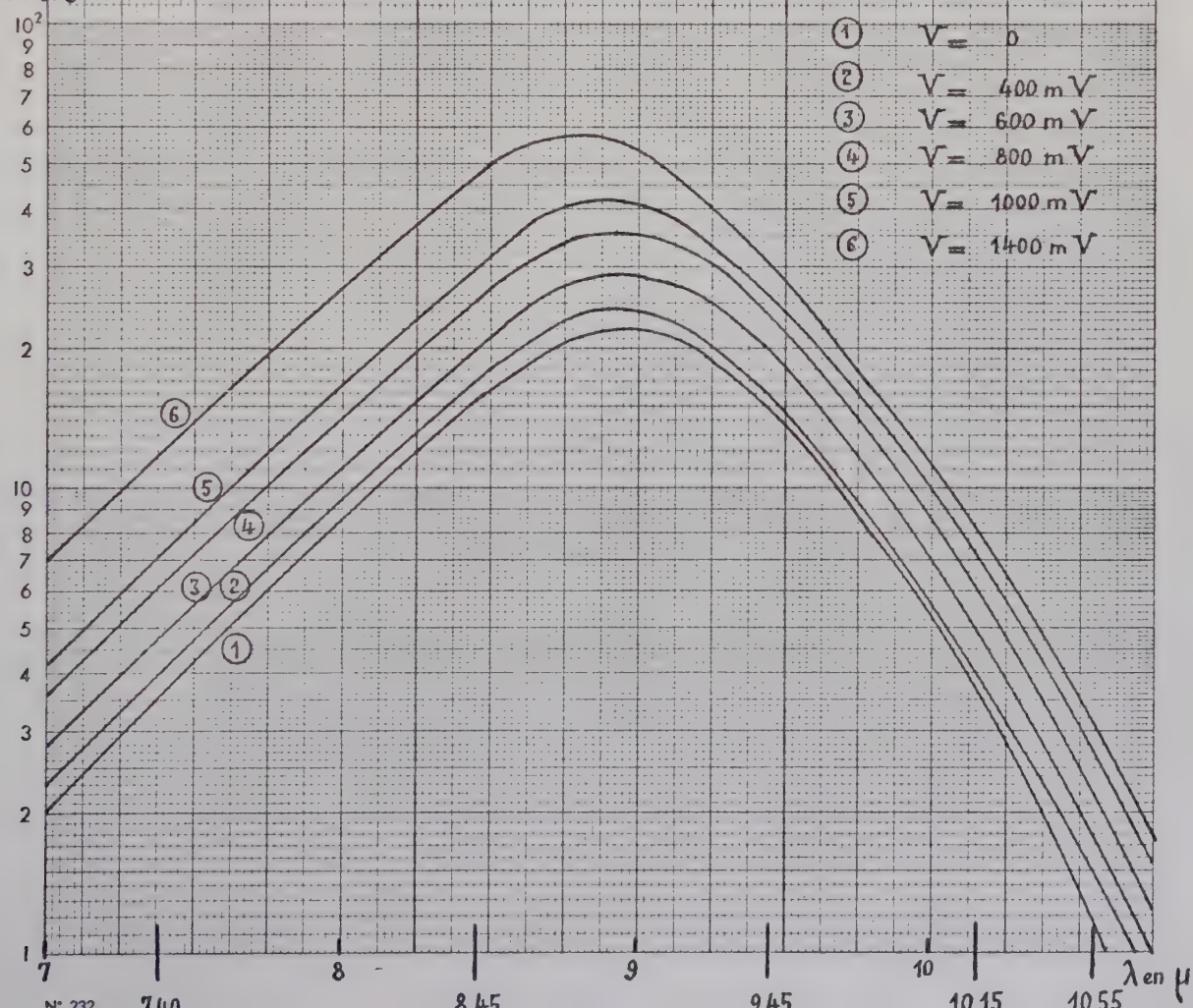
Rendement quantique du détecteur

PV 522

Rendement quantique
en %

Polarisation inverse

- ① $V = 0$
- ② $V = 400 \text{ mV}$
- ③ $V = 600 \text{ mV}$
- ④ $V = 800 \text{ mV}$
- ⑤ $V = 1000 \text{ mV}$
- ⑥ $V = 1400 \text{ mV}$



Il a été démontré par ailleurs que sur ce détecteur l'amincissement de la zone n provoquait le même effet aux courtes longueurs d'ondes que la polarisation.

Cet effet présente un grand intérêt lorsque le pic de réponse spectrale se situe au voisinage de $10,6 \mu\text{m}$ car il permet d'augmenter avec la polarisation, le rendement quantique du détecteur, ce qui est bénéfique dans un grand nombre de cas d'utilisations où le détecteur est polarisé pour d'autres raisons (rapidité, saturation).

ANNEXE B

PRINCIPE DE LA MODULATION PAR EFFET ELECTROOPTIQUE

B.I - EFFET ELECTROOPTIQUE LINEAIRE (29) (30) (31)

Dans un milieu quelconque le champ et l'induction électrique d'une onde électromagnétique ne sont pas reliés par une simple relation scalaire, mais sous des conditions assez générales par une relation tensorielle

$$\overline{D} = \overline{\epsilon} \cdot \overline{E} \quad (B1)$$

Cette relation définit un tenseur du deuxième ordre appelé tenseur diélectrique.

La relation inverse définit un tenseur $\overline{a}$ dénommé tenseur d'imperméabilité.

$$\overline{E} = \overline{a} \cdot \overline{D} \quad (B2)$$

Dans le cas particulier où ce tenseur est symétrique les composantes se réduisent à 6 et l'étude de la propagation d'une onde dans le milieu est facilitée par l'utilisation de l'ellipsoïde des indices dont l'équation s'écrit dans le système des axes cristallographiques

$$a_{xx}^2 x^2 + a_{yy}^2 y^2 + a_{zz}^2 z^2 + 2a_{xy} xy + 2a_{yz} yz + 2a_{xz} xz = 1$$

Si une onde plane se propage suivant une direction de propagation $\bar{s}$, on montre qu'il existe deux directions $\bar{D}'$ et $\bar{D}''$ telles que toute onde à polarisation rectiligne parallèle à $\bar{D}'$ ou $\bar{D}''$ se propageant suivant $\bar{s}$ ne subit aucune déformation. Ces deux directions sont appelées lignes neutres relatives à la direction de propagation $\bar{s}$, n' et n'' sont les indices correspondants.

Un milieu biréfringent est caractérisé par le fait que n' et n'' sont différents. Aussi une onde plane polarisée rectilignement se propageant suivant une direction $\bar{s}$ dans une lame biréfringente de longueur l ne subit qu'un simple déphasage $\varphi' = \frac{2\pi n' l}{\lambda_0}$ ou $\varphi'' = \frac{2\pi n'' l}{\lambda_0}$ si sa polarisation est parallèle à D' ou à D'' .

Au contraire si cette onde est polarisée différemment, on peut la considérer comme la superposition de deux ondes polarisées rectilignement suivant D' et D'' . Ces deux composantes subissent des retards de phase différents et la polarisation de l'onde émergente est elliptique, son excentricité dépend du retard de phase relatif

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi'' = \frac{2\pi l}{\lambda_0} (n' - n'') \quad (B3)$$

La birefringence électrique ou effet électrooptique est le phénomène de biréfringence causé par un champ électrique appliqué au cristal. Cet effet peut être décrit par l'intermédiaire du tenseur électrooptique déterminé par l'application de champs électriques statiques mais il peut être étendu à des champs électriques variables jusqu'à des fréquences très élevées.

En présence du champ électrique E le tenseur d'imperméabilité devient un tenseur $\bar{\bar{A}}'$ et la relation entre les coefficients de ces deux tenseurs est:

$$a'_i = a_i + r_{ij} E_j \quad (B4)$$

les coefficients r_{ij} sont les composantes du tenseur électrooptique

Les calculs sont simplifiés si les directions et les longueurs des axes principaux de l'ellipsoïde des indices sont connus. Ces quantités peuvent être évaluées en cherchant les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur d'imperméabilité, c'est-à-dire en résolvant l'équation matricielle:

$$[a'] [X] = \Lambda [X] \quad (\text{B.5})$$

où Λ est une grandeur scalaire, et $[X]$ la matrice colonne des composantes d'un vecteur propre.

Les indices principaux sont donnés par:

$$n_i = \Lambda_i^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.6})$$

$[0 x', 0 y', 0 z']$ étant le système des axes principaux et si les indices principaux $n_{x'}$, $n_{y'}$, $n_{z'}$, sont tels que:

$$n_{x'} < n_{y'} < n_{z'}$$

Le déphasage entre les deux composantes d'une vibration se propageant suivant une direction $\bar{s}$ est alors:

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{z'} - n_{x'}) \sin \theta_1 \sin \theta_2 \quad (\text{B.7})$$

θ_1 et θ_2 étant les angles entre la direction $\bar{s}$ et les deux axes optiques du cristal *.

* Les axes optiques du cristal sont deux directions $\bar{s}_1$ et $\bar{s}_2$ tel que la section de l'ellipsoïde des indices par le plan normal à la direction passant par le centre soit un cercle.

Les axes optiques sont dans le plan $x'Oz'$ et sont symétriques par rapport à l'axe Oz' . Ils font un angle β avec l'axe Oz' β étant donné par:

$$\tan \beta = \pm \left(\frac{\frac{1}{n_{x'}^2} + \frac{1}{n_{y'}^2}}{\frac{1}{n_{y'}^2} + \frac{1}{n_{z'}^2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.8})$$

Puisque $\theta_1, \theta_2, n_{x'}, n_{y'}, n_{z'}$ sont en général fonction du champ électrique appliqué, Γ est aussi une fonction du champ électrique.

B.2 - EFFET ELECTROOPTIQUE LINEAIRE DANS L'ARSENIURE DE GALLIUM (32)(33)

L'arséniure de gallium est un cristal cubique de la classe $\bar{4}3m$. En l'absence de champ électrique externe l'ellipsoïde des indices est une sphère, aussi:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \frac{1}{n_0} \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{yz} = \sigma_{xz} = 0 \end{aligned}$$

Son tenseur électrooptique est relativement simple puisque les seules composantes non nulles sont:

$$r_{41} = r_{52} = r_{63}$$

Les indices principaux solutions de l'équation (B5) sont:

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= n_0 + \frac{r_{41} E n_0^3}{\sqrt{3}} \cos\left(\frac{\phi}{3}\right) = n_{z'} \\ n_2 &= n_0 + \frac{r_{41} E n_0^3}{\sqrt{3}} \cos\left(\frac{\phi}{3} + \frac{2\pi}{3}\right) = n_{x'} \\ n_3 &= n_0 + \frac{r_{41} E n_0^3}{\sqrt{3}} \cos\left(\frac{\phi}{3} + \frac{4\pi}{3}\right) = n_{y'} \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.9})$$

$$\text{avec } \cos \phi = -\sqrt{27} \frac{E_x E_y E_z}{|E|^3}$$

La direction des trois axes principaux est déterminée par:

$$\left. \begin{aligned} x_i &= (E_x E_z - \alpha_i E_y)(\alpha_i^2 - E_z^2) z_i \\ y_i &= (E_y E_z - \alpha_i E_x)(E_z E_x - \alpha_i E_y) x_i \\ z_i &= (E_y E_z - \alpha_i E_x)(\alpha_i^2 - E_y^2) y_i \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.10})$$

avec
$$\alpha_i = \frac{2|E|}{\sqrt{3}} \cos\left(\frac{\phi}{3} + \sigma_i\right)$$

$$\sigma_1 = 0 \quad ; \quad \sigma_2 = \frac{2\pi}{3} \quad ; \quad \sigma_3 = \frac{4\pi}{3} \quad ;$$

L'angle entre les axes optiques et l'axe des z' est donné par:

$$\operatorname{tg} \beta = \pm \left[\frac{\sin\left(\frac{\phi}{3}\right)}{\sin\left(\frac{\phi}{3} + \frac{2\pi}{3}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.11})$$

et la différence de phase produite par le champ électrique est d'après les équations (B7) et (B9)

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} r_{41} E n_0^3 \sin\left(\frac{\phi + \pi}{3}\right) \sin \theta_1 \sin \theta_2 \quad (\text{B.12})$$

où θ_1 et θ_2 sont calculés à partir des équations (B10) et (B11).

Trois cas sont à considérer (aux permutations circulaires près) pour appliquer le champ au cristal: suivant les axes (001), (110) ou (111).

Pour ces trois cas le résultat du calcul est représenté sur le tableau figure B.1, d et l sont les dimensions du cristal dans la direction du champ électrique et dans la direction de propagation V est la tension électrique.

Il résulte de ce tableau et des permutations effectuées sur les axes que la différence de phase Γ est maximale pour deux configurations:

champ électrique suivant 110 et propagation suivant $1\bar{1}0$
ou champ électrique suivant $\bar{1}10$ et propagation suivant 110

la polarisation de l'onde incidente étant parallèle ou perpendiculaire au champ électrique.

Dans ces conditions:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_0^3 r_{41} \cdot \frac{l}{d} \cdot V \quad (B.13)$$

L'application numérique de cette relation pour $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ permet d'écrire:

$$\Gamma = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{V}{V_0} \cdot \frac{l}{d}$$

avec

$$V_0 = 42 \text{ kV}$$

B.3 - MODULATION D'INTENSITE

L'effet électrooptique permet de moduler la phase ou la polarisation d'une onde. En plaçant un analyseur de polarisation à la sortie on transforme cette modulation de polarisation en modulation d'intensité.

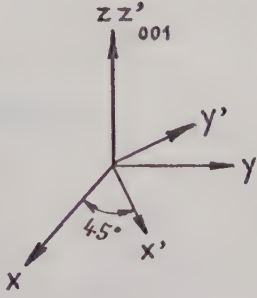
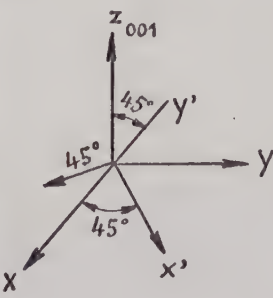
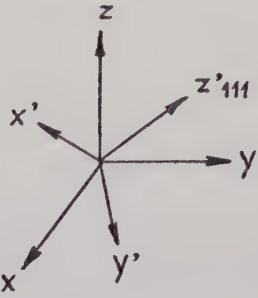
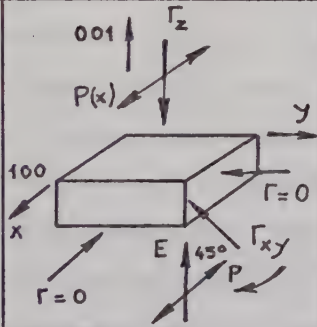
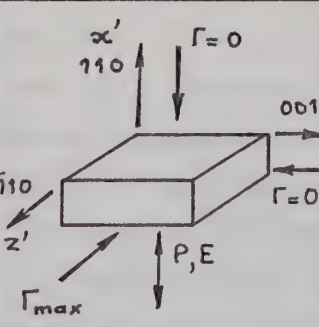
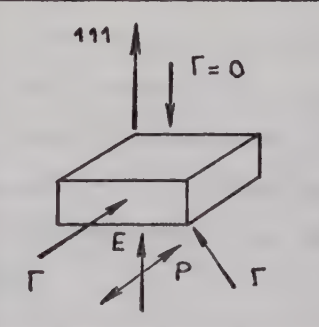
	E suivant 001 $E_x=E_y=0 \quad E_z=E$	E suivant 110 $E_x=E_y=\frac{E}{\sqrt{2}} \quad E_z=0$	E suivant 111 $E_x=E_y=E_z=\frac{E}{\sqrt{3}}$
équation de l'ellipsoïde des indices	$\frac{x^2+y^2+z^2}{n_0^2} + 2r_{41}E_{xy} = 1$	$\frac{x^2+y^2+z^2}{n_0^2} + \sqrt{2}r_{41}E(yz+xz) = 1$	$\frac{x^2+y^2+z^2}{n_0^2} + \frac{2}{\sqrt{3}}r_{41}E(yz+xy+xz) = 1$
$n_{x'}$	$n_0 + \frac{1}{2}r_{41}n_0^3E$	$n_0 + \frac{1}{2}r_{41}n_0^3E$	$n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}}r_{41}n_0^3E$
$n_{y'}$	$n_0 - \frac{1}{2}r_{41}n_0^3E$	$n_0 - \frac{1}{2}r_{41}n_0^3E$	$n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}}r_{41}n_0^3E$
$n_{z'}$	n_0	n_0	$n_0 - \frac{1}{\sqrt{3}}r_{41}n_0^3E$
axes principaux $x'y'z'$			
direction du faisceau et polarisation			
différence de phase Γ	$\Gamma_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} V$ $\Gamma_{xy} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{d} n_0^3 r_{41} V$	$\Gamma_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{d} n_0^3 r_{41} V$	$\Gamma = \frac{\sqrt{3}\pi}{\lambda} \frac{1}{d} n_0^3 r_{41} V$

Figure B-1

Propriétés électrooptiques du cristal
d'arséniure de gallium

Si α est l'angle entre la vibration incidente et une ligne neutre du cristal et θ l'angle entre celle-ci et l'analyseur, l'intensité relative transmise est:

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\theta - \alpha) - \sin 2\theta \sin 2\alpha \sin^2 \frac{\Gamma}{2}$$

Si nous nous plaçons dans le cas particulier où analyseur et polariseur sont croisés et tels qu'ils fassent tous deux un angle de 45° avec les lignes neutres du cristal

$$\theta = \alpha \pm \frac{\pi}{2} = \pm \frac{\pi}{4}$$

nous obtenons:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\Gamma}{2}$$

Pour de faibles valeurs de Γ cette modulation est quadratique, nous l'utilisons pour les mesures impulsionnelles; par contre si l'on désire une modulation linéaire, il faut introduire une lame quart d'onde qui introduit un retard de phase de $\pi/2$ entre les deux composantes et fait travailler le modulateur dans la zone linéaire de la courbe $\sin^2 \frac{\Gamma}{2}$ (voir figure B2).

Nous utilisons cette technique pour les mesures de réponse en fréquences.

Cependant, dans la pratique, les problèmes de modulation posent de nombreuses difficultés dans la gamme infra-rouge: les tensions nécessaires sont d'autant plus élevées (quelques centaines de volts) que la longueur d'onde est élevée. Aussi doit-on utiliser des longueurs de cristal importantes (une dizaine de centimètres); alors

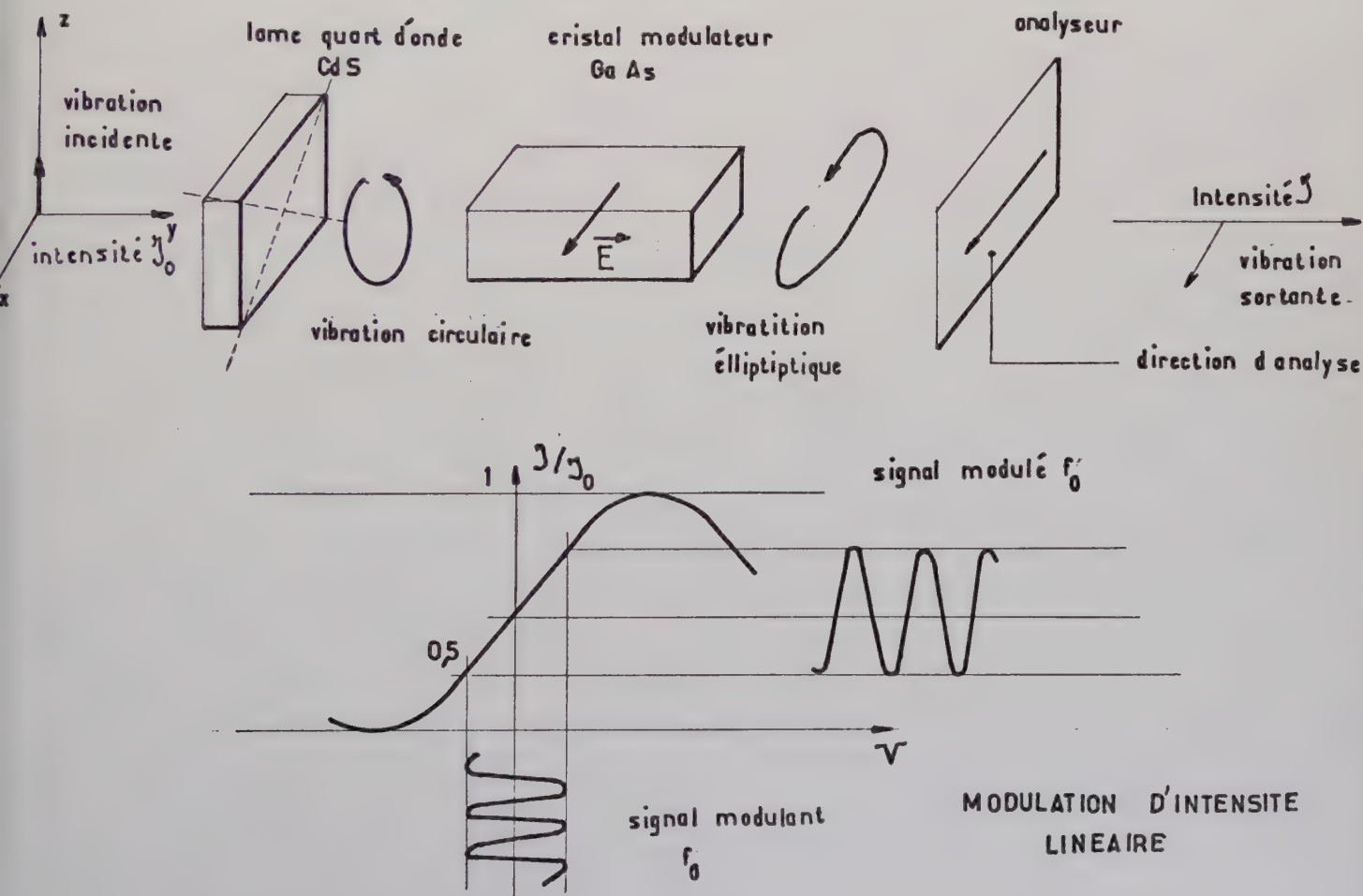
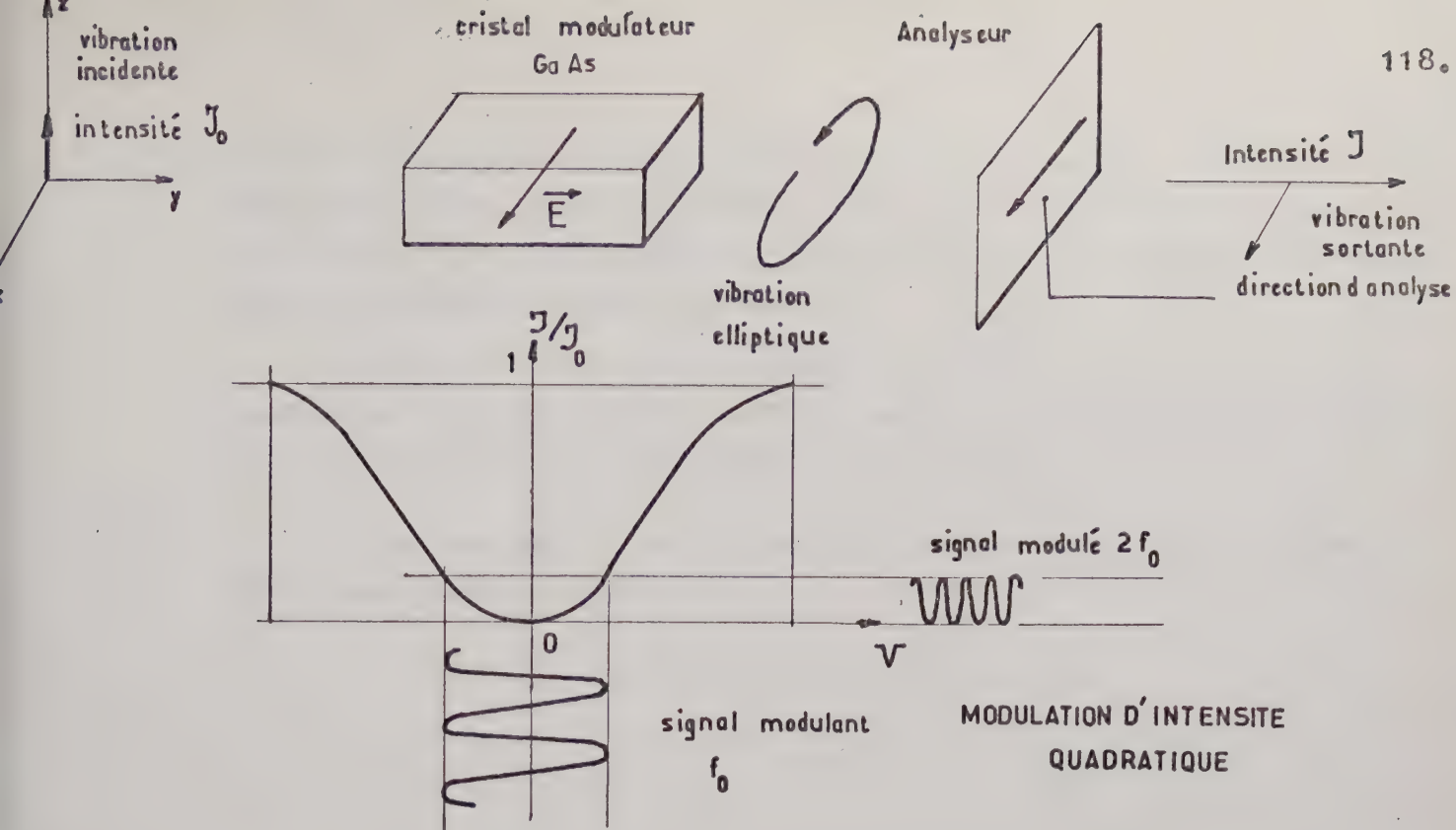


Figure B2 - Modulation d'intensité par effet électrooptique

la capacité du modulateur devient une grandeur critique pour une utilisation en haute fréquence. Nous avons étudié deux types de modulateurs qui permettent de réduire ou de s'affranchir de la valeur élevée de cette capacité:

Le premier est un modulateur à trajets multiples (33 bis) permettant d'obtenir des taux de modulation de 10% dans la bande 1 à 250 MHz avec une puissance d'excitation de 20 W.

Le second est un modulateur à onde progressive que nous décrirons dans l'annexe B.3.

ANNEXE C

MODULATEUR A LARGE BANDE

C.I - PRINCIPE DU MODULATEUR A ONDE PROGRESSIVE (34 - 35)

Le modulateur utilisé est du type à onde progressive, c'est-à-dire que le champ électrique modulant et l'onde infra-rouge se propagent simultanément dans un diélectrique transparent à $10,6 \mu\text{m}$ et présentant un effet électrooptique important. Dans le cas présent, il s'agit d'arséniure de gallium. Sous l'action du champ électrique modulant, l'indice du cristal d'arséniure de gallium peut s'écrire sous la forme: (36)

$$n = n_0 + \Delta n \cos(\omega_m t - \frac{2\pi}{\lambda_m} z) \quad (\text{C.1})$$

où ω_m est la pulsation du signal modulant.
et λ_m sa longueur d'onde dans le guide d'onde
ou la ligne de transmission utilisée pour l'interaction.

Désignons par t_0 l'instant où le plan d'onde du rayonnement infra-rouge coïncide avec la surface d'entrée du cristal ($z = 0$) et par t_1 l'instant où il se trouve au point d'abscisse z .

Considérons une tranche de cristal d'épaisseur dz le déphasage subit par une onde infra-rouge dont la polarisation est parallèle à la ligne neutre du cristal correspondant à l'indice $n_0 + \Delta n$, dans la traversée de cet élément est:

$$d\varphi = \frac{2\pi\nu}{c} n(t, z) dz \quad (\text{C.2})$$

d'où

$$\text{avec } n(t, z) = n_0 + \Delta n \cos(\omega_m t - \frac{2\pi}{\lambda_m} z) \quad (C.4)$$

Ce système d'équation se résout par approximations successives. L'approximation d'ordre zéro ($\Delta n = 0$) nous donne:

$$t^{(0)} = t_0 + \frac{z n_0}{c} \quad (C.5)$$

$$\text{soit } \frac{dt}{dz} = n_0 + \Delta n \cos \left[\omega_m t_0 + \left(\frac{\omega_m n_0}{c} - \frac{2\pi}{\lambda_m} \right) z \right] \quad (C.6)$$

$$\text{Posons } \frac{\omega_m n_0}{c} - \frac{2\pi}{\lambda_m} = \Delta \beta \quad (C.7)$$

Nous déduisons de l'équation (2.10) l'expression de t au premier ordre:

$$t^{(1)} = t_0 + \frac{n_0 z}{c} + \frac{2 \Delta n}{c} \cdot \frac{\sin(\Delta \beta \frac{z}{2}) \cos(\omega_m t_0 + \Delta \beta \frac{z}{2})}{\Delta \beta} \quad (C.8)$$

A partir de cette expression (C.8) il est possible de poursuivre le calcul, mais nous limiterons à cette approximation dont la précision est suffisante.

A l'extrémité du cristal de longueur l , le déphasage total subit par l'onde infra-rouge est:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi \nu l}{c} \left[n_0 + \Delta n \frac{\sin(\Delta \beta \frac{l}{2})}{\Delta \beta \frac{l}{2}} \cos(\omega_m t_0 + \Delta \beta \frac{l}{2}) \right] \quad (C.9)$$

Ce calcul du retard de phase subit par une onde infra-rouge dont la polarisation est dirigée suivant la ligne neutre correspondant à l'indice le plus grand, peut être refait pour une onde dont la polarisation est dirigée suivant la ligne neutre correspondant à l'indice le plus faible.

On en déduit immédiatement que dans les conditions permettant d'obtenir une modulation d'amplitude (voir Annexe B) l'intensité transmise par le modulateur (cristal électrooptique inséré entre une lame quart d'onde et un analyseur croisé avec la polarisation incidente) s'écrit:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} \left[1 + m_0 \frac{\sin \Delta \beta \frac{1}{2}}{\Delta \beta \frac{1}{2}} \cos(\omega_m t + \Delta \beta \frac{1}{2}) \right] \quad (C.10)$$

où m_0 désigne l'indice de modulation en basse fréquence

$$m_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} r_{63} n_0^3 E \quad (C.11)$$

E valeur crête du champ électrique modulant.

L'expression (C.10) fait apparaître un facteur dépendant de la fréquence, nous le désignerons par M :

$$M = \frac{\sin \left(\frac{\omega_m n_0}{c} - \frac{2\pi}{\lambda_m} \right) \frac{1}{2}}{\left(\frac{\omega_m n_0}{c} - \frac{2\pi}{\lambda_m} \right) \frac{1}{2}} \quad (C.12)$$

Celui-ci tient compte de la courbe de dispersion $\lambda_m = f(\omega_m)$ du guide (ou de la ligne) et de la vitesse de l'onde infra-rouge dans le cristal.

C.II - RÉALISATION D'UN MODULATEUR A ONDE PROGRESSIVE

Il est envisagé d'utiliser comme ligne de transmission un champ modulé sur ligne de type "microstrip" (37) (38). Celle-ci

présente l'avantage d'être peu dispersive et d'être facilement réalisable compte tenu de la forme des cristaux disponibles.

L'ensemble (figure C.1) est constitué par cinq cristaux d'arséniure de gallium de $28 \times 10 \times 3$ (mm) qui sont à leur tour la plus grande dimension et insérés entre une ligne en or et un substrat d'or de 2,5 mm de largeur.

Afin que le contact entre la ligne et la surface des cristaux s'effectue sans loss d'air, une pièce de tétine de forme appropriée appuie sur la ligne et maintient les cristaux.

Les faces des différents cristaux mises en contact sont polies optiquement, appairées et traitées anti-reflet.

Deux fenêtres de 3 mm de diamètre placées aux extrémités de l'ensemble permettant l'alignement du faisceau avec la zone de champ électrique efficace.

C.1.11 - CARACTÉRISTIQUES ET PERTES DANS LE MODULATEUR

III.1 - Pertes dans les cristaux d'arséniure de gallium et dans la ligne (39)

Les pertes électriques dans ce modulateur sont de deux origines : la conductivité de l'arséniure de gallium et l'effet de peau dans la ligne et le plan de masse.

La figure C.2 représente une coupe du modulateur montrant les dimensions des divers éléments. Le coefficient d'atténuation de

l'onde modulante est la somme des coefficients d'atténuation

α_c et α_d dus à l'effet de peau dans les conducteurs métalliques et dans le diélectrique.

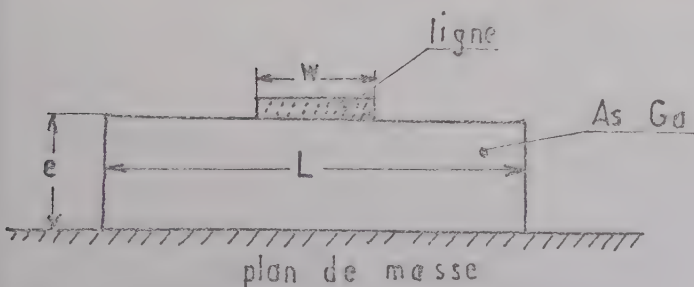


Figure C.2 - Coupe schéma de la ligne "stripline"

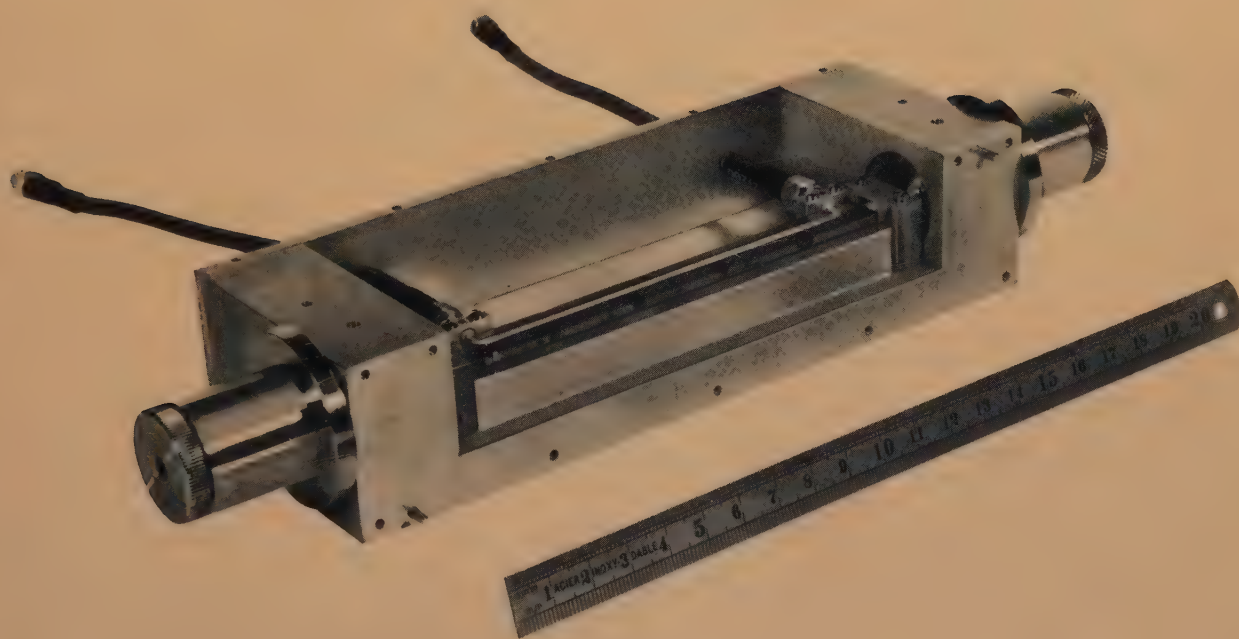


Fig. C.1 - Modulateur à onde progressive

L'expression du coefficient d'atténuation α_c à l'état de repos est:

$$\alpha_c = \sqrt{\frac{\pi \mu_0 f}{\sigma_c}} \cdot \frac{1}{2Z_0} \cdot \left(\frac{1}{w} + \frac{1}{L} \right) \quad (C.13)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide
 σ_c la conductibilité du métal
 Z_0 l'impédance caractéristique de la ligne
 f la fréquence

w et L les dimensions de la ligne et du plan de masse en regard des cristaux d'arseniure de gallium.

Pour une épaisseur de métallisation à l'or de 10 μ m l'application numérique de la relation (C.13) nous donne:

$$\begin{aligned} \alpha_c &= 4 \cdot 10^{-2} \text{ Np/m à } 1 \text{ GHz} \\ \alpha_c &= 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ Np/m à } 100 \text{ MHz} \end{aligned}$$

Les cristaux d'arseniure de gallium utilisés sont déposés au chrome, leur résistivité est élevée: $5 \cdot 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$; cependant il y a lieu de chercher la valeur du coefficient d'atténuation α_d donné par la relation:

$$\alpha_d = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \sigma \quad (C.14)$$

ϵ_0 permittivité du vide

ϵ_r permittivité relative de l'arseniure de gallium

σ conductivité de l'arseniure de gallium

Nous trouvons compte tenu des valeurs numériques:

$$\alpha_d = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ Np/m}$$

Il apparaît donc que les pertes dans les cristaux d'arseniure de gallium sont négligeables par rapport à celles dans les conducteurs. De plus, cette atténuation est très faible ($4 \cdot 10^3$ Np pour une ligne de 10 cm à 1 GHz) et n'a pas d'influence sur le taux de modulation.

III.2 - Taux d'onde stationnaire

Le taux d'onde stationnaire (F.O.S) du modulateur présente une grande importance pour les mesures, car il est nécessaire de s'assurer que la puissance délivrée par le générateur est entièrement utilisée à la modulation. De plus, l'existence d'une onde régressive dans le modulateur a pour effet de modifier la valeur du taux de modulation. Si $|R|$ désigne le module du coefficient de réflexion, le taux de modulation dû à l'onde régressive s'écrit sous la forme, compte tenu de la proportionnalité entre le taux de modulation et le champ électrique ainsi que des expressions du facteur de temps de transit établies au paragraphe C.I., appliquées à une onde régressive: (changement de signe du facteur $\frac{2\pi}{\lambda_m} z$):

$$m = m_0 |R| \left| \frac{\sin \left(\frac{\omega_m n_0}{c} + \frac{2\pi}{\lambda_m} \right) \frac{l}{2}}{\left(\frac{\omega_m n_0}{c} + \frac{2\pi}{\lambda_m} \right) \frac{l}{2}} \right| \quad (C.15)$$

En admettant que le synchronisme est pratiquement réalisé c'est-à-dire:

$$\frac{\omega_m n_0}{c} \approx \frac{2\pi}{\lambda_m}$$

nous pouvons écrire en faisant apparaître le taux d'onde stationnaire ρ dans la ligne

$$m = m_0 \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \left| \frac{\sin \frac{\omega_m n_0 l}{c}}{\frac{\omega_m n_0 l}{c}} \right| \quad (C.16)$$

Dès que la fonction $\frac{\sin u}{u}$ devient inférieure à la valeur de $\frac{m}{m_0}$ que l'on s'est fixé le taux d'onde stationnaire du modulateur a une influence négligeable sur le taux de modulation.

Si l'on se fixe $m/m_0 = 2\%$ ceci a lieu pour

$$u = \frac{\omega_{m_0} n_0 l}{c} = 50$$

c'est-à-dire, compte tenu de la longueur de la ligne pour les fréquences supérieures à 11 GHz.

En dessous de cette fréquence nous avons en approximant la fonction

$$\left. \begin{array}{ll} 1 < u < 50 & p < \frac{1 + 2 \cdot 10^{-2} u}{1 - 2 \cdot 10^{-2} u} \\ 0 < u < 1 & p < 1,04 \end{array} \right\} \quad (C.17)$$

La figure C.3 représente le taux d'onde stationnaire mesuré sur le modulateur ainsi que les limites définies par les équations C.17.

On voit alors que dans toute la bande de fréquence étudiée et même au delà, puisque pour $m/m_0 = 5\%$ valeur encore acceptable, la fréquence limite d'influence du TOS est de 2,2 GHz, le taux d'onde stationnaire n'agit sur le taux de modulation que par l'intermédiaire de la valeur effective de la puissance transitant dans la ligne.

III.3 - Présence de courbure de l'atténuation

Divers auteurs ont établis expérimentalement l'expression de la courbe de dispersion d'une ligne microstrip (40)

$$\frac{\lambda}{\lambda_{TEM}} = \left[\frac{\epsilon_r}{1 + 0,63(\epsilon_r - 1) \left(\frac{w}{h} \right)^{0,1255}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

11-11-63

T.O.S.

①

②

③

④

Fréquences en Hz

1500

1000

500

Nous nous sommes servis de cette expression pour calculer la fréquence de coupure de l'interaction.

En effet, le facteur M est réduit de 3 dB lorsque:

$$\left(\frac{\omega_m n_0}{c} - \frac{2\pi}{\lambda_m} \right) \frac{l}{2} = 0,44 \pi$$

et s'annule pour:

$$\left(\frac{\omega_m n_0}{c} - \frac{2\pi}{\lambda_m} \right) \frac{l}{2} = \pi$$

La fréquence f_c pour laquelle M chute de 3 dB, est de 3 GHz et la fréquence f_{c0} d'annulation du taux de modulation de 6,8 GHz. Et à 1 GHz la chute du taux de modulation reste inférieure à 1 dB.

Le calcul de ces caractéristiques montre que l'on peut utiliser ce modulateur dans de bonnes conditions jusqu'à 3 GHz.

III.4 - Expérimentation optique

La transmission de ce modulateur a été mesurée à l'aide d'une photopile placée en amont puis en aval du modulateur éclairé par un laser stabilisé. Nous avons obtenu des valeurs de transmission toujours supérieures à 95%.

Cependant si l'on utilise un laser dont le couplage s'effectue par un trou, la divergence est telle qu'il est nécessaire de placer le modulateur très près du laser, et même dans ces conditions une partie du faisceau se propage en dehors de la zone de champ utile d'où une baisse de l'efficacité de modulation.

Le positionnement du modulateur est assez délicat et nécessite la mise en oeuvre d'un support avec de nombreux degrés de liberté et un ajustage à l'aide de platines micrométriques.

Le taux de modulation mesuré à 10 MHz est de $1,40 \cdot 10^{-2} \text{ W}^{-1/2}$; résultat très voisin de la théorie. Avec une puissance de 5 W nous pouvons ainsi obtenir un taux de modulation de l'ordre de 3%, ce qui permet d'effectuer les mesures de réponse en fréquence avec des rapports signaux sur bruit supérieurs à 30 dB.

ANNEXE D

PRINCIPE DE LA DETECTION HETERODYNE (41-42-43-44-45-46-47)

Soient deux ondes planes électromagnétiques: $E_s \cos(2\pi\nu_s t - \varphi_s)$ et $E_0 \cos(2\pi\nu_0 t - \varphi_0)$ la première étant l'onde signal et la seconde l'onde issue d'un oscillateur local. Ces deux ondes sont recombinaées de telle façon que les surfaces d'ondes soient parallèles à la surface du détecteur et les polarisations colinéaires (figure D.1).

La réponse du détecteur est proportionnelle à la valeur quadratique moyenne du module du champ électrique totale $\vec{E}$ prises sur le temps d'intégration du détecteur T (si f_{cq} est la fréquence de coupure active du détecteur $T = \frac{1}{2f_{cq}}$)

$$r = \beta \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \left[E_s \cos(2\pi\nu_s t - \varphi_s) + E_0 \cos(2\pi\nu_0 t - \varphi_0) \right]^2 dt \quad (D.1)$$

La fréquence de coupure active du détecteur étant très nettement inférieure aux fréquences optiques ν_s et ν_0 et si la fréquence intermédiaire $f_i = |\nu_s - \nu_0|$ est inférieure à la fréquence de coupure globale f_c du détecteur l'équation (D.1) s'écrit:

$$r = \beta \left\{ \frac{E_s^2}{2} + \frac{E_0^2}{2} + E_s E_0 \cos \left[2\pi(\nu_s - \nu_0)t + \varphi_0 - \varphi_s \right] \right\} \quad (D.2)$$

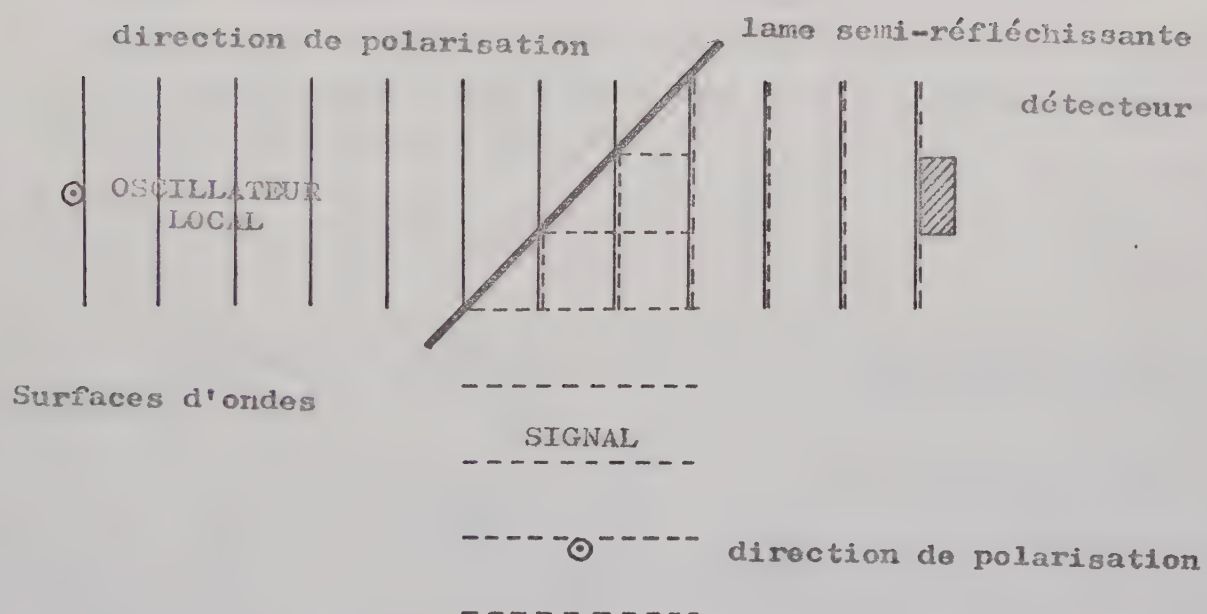


Figure D.1 - Principe du mélangeur infra-rouge

Nous poserons:

$$2\pi |\nu_s - \nu_0| = \omega_i$$

$$\varphi_s - \varphi_0 = \varphi_i$$

d'où

$$r = \beta \left[\frac{E_s^2}{2} + \frac{E_0^2}{2} + E_0 E_s \cos(\omega_i t - \varphi_i) \right] \quad (D.3)$$

Considérons maintenant l'aspect quantique de la détection. Les photons incidents d'énergie $h\nu$ créent des paires électrons-trous induisant un courant I qui traverse la jonction, si η désigne le rendement quantique du détecteur et N le nombre de photons incidents, nous pouvons écrire:

$$I = \eta q N \quad (D.4)$$

Le nombre de photons N est relié à la puissance incidente par:

$$N = \frac{P}{h\nu}$$

d'où

$$I = \frac{\eta q}{h\nu} P \quad (D.5)$$

La puissance P s'exprime en fonction du champ électrique de l'onde électromagnétique E

$$P = 3 \frac{E^2}{2} \quad (D.6)$$

Solent donc P_0 et P_s les puissances des ondes oscillateur local et signal, les équations (D3), (D5) et (D6) permettent d'écrire

$$I(t) = \frac{\eta q}{h \nu} \left[P_0 + P_s + 2 \sqrt{P_0 P_s} \cos(\omega_i t - \varphi_i) \right] \quad (D.7)$$

Ce courant $I(t)$ est la somme d'une composante continue I_0 et d'une composante alternative à la fréquence f_i et de valeur crête I_h

$$I_0 = \frac{\eta q}{h \nu} (P_0 + P_s) \quad (D.8)$$

$$I_h = \frac{2\eta q}{h \nu} \sqrt{P_0 P_s} \quad (D.9)$$

Les fluctuations photoniques de l'oscillateur local et du signal sont des causes de bruit.

Pendant le temps T le nombre moyen de photons arrivant sur le détecteur est: $\overline{N}_i = \frac{P T}{h \nu}$, soit un nombre de photons utiles:

$$\overline{N}_u = \eta \frac{P T}{h \nu}$$

Si l'on admet que le nombre réel de photons reçus obéit à une loi de Poisson, l'écart quadratique moyen σ est égal à $\sqrt{\overline{N}_i}$ et la puissance de bruit reçue vaut:

$$B = \frac{h \nu \sigma}{\eta T} \quad (D.10)$$

La puissance de bruit B induit un courant de bruit I_{nq} dont la valeur quadratique moyenne est déterminée à partir des équations (D8) et (D10)

$$\overline{|I_{nq}|^2} = 2 q I_0 \Delta f \quad (D.11)$$

Dans le cas où aucune autre source de bruit que les fluctuations de photons de l'oscillateur local et du signal est considérée, le rapport signal sur bruit en puissance à la sortie du détecteur s'écrit:

$$\frac{S}{N} = \frac{|I_h|^2}{2 |I_{nq}|^2} \quad (D.12)$$

c'est-à-dire en tenant compte des équations (D8), (D9) et (D11)

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta q P_0 P_s}{h \nu \Delta f (P_0 + P_s)} \quad (D.13)$$

Expression que l'on peut simplifier si $P_0 \gg P_s$

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta q P_s}{h \nu \Delta f} \quad (D.14)$$

La puissance minimum détectable P_m s'obtient en faisant $\frac{S}{N} = 1$

$$P_m = \frac{h \nu \Delta f}{\eta} \quad (D.15)$$

Pour une bande $\Delta f = 1$ Hz et pour un détecteur idéal dont le rendement quantique est égal à l'unité, on aurait:

$$P_m = 2.10^{-20} \text{ W/Hz à } 10,6 \mu\text{m}$$

En fait le rendement quantique η est inférieur à 1. et en pratique P_m est de l'ordre de 10^{-19} W/Hz.

REFERENCES

- (1) G.CHOL, Y. MARFAING, M. MUNSCH, P. THOREL, P. COMBETTE
Les détecteurs de rayonnement infra-rouge
Dunod - Paris, p. 47, (1966)
- (2) P. AIGRAIN - F. ENGLERT
Les Semi-conducteurs
Dunod - Paris, p. 133, (1958)
- (3) G. FOURNET
Physique Electronique des solides
Eyrolles Paris, p. 171, (1965)
- (4) E.S. RITTNER
Photoconductivity Conference - Wiley New-York, p. 215 (1956)
- (5) W.D. LAWSON, S. NIELSEN, E.H. PUTLEY and A.S. YOUNG
J. Phys. Chem. Solids, 2, 325, (1959)
- (6) C. VERIE
Thèse de Doctorat d'Etat, Paris 1967
- (7) C. VERIE
Communication to International conférence on II.VI semi-conducting compounds - September - 1967 - Providence R.I (USA)
- (8) P.W. KRUSE, M.D. BLUE, J.H. GARFUNKEL and W.D. SAUR.
Long wavelength photoeffects in mercury selenide, mercury telluride and mercury telluride - cadmium telluride.
Infrared Physics vol. 2, 1962 pp 53-60
- (9) C. VERIE and J. AYAS, Appl. Phys. Letters 10, 241 (1967)
- (10) W.D. SAUR., Infrared Phys. 8, 255, (1968)
- (11) C. VERIE, Festkörper probleme volume X Advances in solid state physics, ed by O. MADELUNG, Pergamon and Vieweg, p.1, (1970)
- (12) H. RODOT Thèse d'Université, Paris 1965

- (13) M. RODOT, H. RODOT and C. VERIE
Propriétés intrinsèques et défauts de réseau des alliages
Hg Te Cd Te : Proceedings of the 7th international conference
on the physics of semiconductors
Dunod Paris, p. 1237, (1964)
- (14) C. VERIE - Document annexe à thèse d'état, non publié,
Orsay (1967)
- (15) A. SORRENTINO - Communication privée
- (16) A. SORRENTINO and C. VERIE - Communication to the 1968
I.E.E.E. Conference on Electron Device Research, University of
Boulder, Colorado (19-21 June)
- (17) A. SORRENTINO - M. SIRIEIX - J. HOBBER - D. FALQUERO
Communication au Colloque de l'A.G.A.R.D.
Oslo 1969
- (18) C. VERIE - Communication privée
- (19) W.K. PRATT
Laser Communication Systems
John Wiley and sons Inc.
New-York , p.104 , (1969)
- (20) T.J. BRIDGES, T.Y. CHANG, P.K. CHEO
Appl. Phys. Lett. 12, 297, (1968)
- (21) John H. Mc. ELROY
D.C. Biased Photoconductive detection of Wideband carbon
dioxide laser signals
Rapport N.A.S.A. X 524-68-54
Goddard Space Flight Center
Greenbelt Maryland
- (22) H. MELCHIOR, M.B. FISHER and F. ARAMS
Photodetectors for optical communication systems (à publier)
- (23) M. ROSS
Laser Receivers
John Wiley and Sons Inc.
New-York p. 98, (1966)
- (24) W.K. PRABHU
On the Problem of broadband signal and noise performance of
direct detection optical receivers
Appl. Opt. vol. 7 N° 12, Déc. 1968 - p. 2401
- (25) W.K. PRABHU
Some considerations of broadband noise performance of optical
heterodyne receivers
B.S.T.J. March 1968 p.429

- (26) N. MC. AVOY - H.L. RICHARD - J.H. Mc ELROY - W.E. RICHARDS
10.6 μ m laser communications system experiment for A.T.S.-F
and A.T.S. -G
CN 68 25773 May 1968
NASA
- (27) B. PEYTON
Phase one design report for high sensitivity infrared 10.6 μ m
heterodyne Hg Cd Te receiver development
Contract No NAS 5 - 11665 - September 1969
- (27 bis) J. AMEURLAINE - M. SIRIEIX - A. SORRENTINO
Détecteur Cd Hg Te pour télécommunications spatiales
parlaser à 10.6 microns (A publier)
- (28) W.W. GARTNER
Depletion-Layer Photoeffects in Semi-conductors
Physical Review - vol. 116 N° 1 - October 1959 - p.84
- (29) W.P. MASON
Optical properties and the electrooptic and photoelastic effects
in crystals expressed in tensor form B.S.J. April 1950 p.161
- (30) I.P. KAMINOW and E.H. TURNER
Electrooptic Light Modulators
PIEEE vol. 54 N° 10 Oct. 1966 p. 1374
- (31) J. LE MEZEC - Mme J. HENAFF et NGUYEN-NGOC-CHAU
Modulation de la lumière par biréfringence électrique
Application aux Télécommunications
Onde électrique N° 470 Mai 1966
- (32) T.E. WALSH
Gallium arsenide electrooptic modulators
RCA Review Sept. 1968 - p. 323
- (33) A. YARIV - C.A. MEAD - J.V. PARKER
Ga As as an electrooptic modulator at 10.6 μ microns
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics
Vol. QE2 N° 8 Aug 1966 p. 243
- (33 bis) M. SIRIEIX
Modulation à taux élevé d'un faisceau laser infra-rouge
à 10.6 μ microns en haute fréquence
Onde Electrique Nov. 1970 p.864
- (34) M. DI DOMENICO Jr and L.K. ANDERSON
Broadband Electrooptic travelling wave light modulators
B.S.T.J. Nov. 1963 p.2621
- (35) W.W. RIGROD and I.P. KAMINOW
Wide Band Microwave Light Modulation
PIEEE Jan 1963 p. 137

- (36) J. LE MEZEC - Ondes dans les milieux dispersifs - Cours de D.E.A d'Electronique Orsay (1967)
Modulation de la lumière par biréfringence électrique
Application aux Télécommunications
Onde électrique N° 470 Mai 1966
- (37) H.RKAUPP: Characteristics of microstrip transmission line
I.E.E.E. trans. on Electron. Comp. p. 185-193 Avril 1967
- (38) A. SCHWARZMANN
Microstrip plus equations adds up. to fast designs
Electronics p. 109-112 Oct. 2 . 1967
- (39) A. PRESSER
RF properties of microstrip line
Microwave p. 53-55 March 1968
- (40) M. CAULTON - J.J. HUGHES and H. SOBOL
Measurements on the properties of microstrip transmission lines for microwave integrated circuit
RCA Review p. 377-391 Sept. 1966
- (41) S. JACOBS
The Optical Heterodyne Electronics
vol. 36 p. 129 - July 12 - 1963
- (42) A.E SIEGMAN - S.E. HARRIS and BJMc MURTRY
Optical Heterodyning and optical demodulation at microwave frequencies
Optical Masers J. Fox New-York Wiley pp. 511-527 (1963)
- (43) L. MANDEL
Heterodyne detection of a weak light beam
J. Opt. Soc Am vol. 56 p. 1200 - Sept. 1966
- (44) F.E. GOODWIN
3.39 micron infrared optical heterodyne communication system
I.E.E.E. J of Quantum Electron. QE3, 524, 1967
- (45) M.C. TEICH R.J. KEYES and R.H. KINGSTON
Optimum heterodyne detection at 10,6 μm in photoconductive Ge; Cu
App. Phys. Lett vol. 9 pp. 357-360 Nov. 1966
- (46) C.J. BUCZEK and GS PICUS
Heterodyne performance of mercury doped germanium
App . Phys. Lett. vol. 11 pp. 125-126 Aug. 1967
- (47) F. ARAMS - E. SARD - B. PEYTON and F. PACE
a 10.6 micron heterodyne detection with gigahertz I.F. capability
I.E.E.E. J. Quantum Electron. vol. QE3 pp. 484 - Nov. 1967

